

UNIVERSITE DE SAVOIE

Année 2000

N° bibliothèque :

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE SAVOIE

Discipline : Physique des particules

présentée et soutenue publiquement le 18 avril 2000
par

Mr Frédéric BROCHU

Titre :

Recherche de particules supersymétriques se
désintégrant avec violation du nombre baryonique
dans les collisions e^+e^- produites dans le détecteur L3
à LEP.

Directeur de thèse :
M. Guy COIGNET

JURY

M. Daniel DECAMP	Président du Jury.
M. Marc BESANCON	Rapporteur.
M. Gérard SAJOT	Rapporteur.
M. Dominique DUCHESNEAU	Co-directeur de thèse.
Mme Sylvie ROSIER-LEES	Co-directrice de thèse.
Mr François LE DIBERDER.	

REMERCIEMENTS

Ma sincère reconnaissance va d'abord à Dominique, Sylvie et Guy, pour m'avoir apporté chacun leur expertise en leur domaine et m'avoir aidé à empêcher ce travail de diverger. Un grand merci également aux autres membres de L3 LAPP, Denise, J.J. et Denis pour leurs multiples coups de main tout au long de cette thèse et la relecture du manuscrit.

Je tiens particulièrement à remercier Gérard Sajot, Marc Besançon , Daniel Decamp et François Le Diberder d'avoir accepté de faire partie du jury de thèse.

Enfin, ma profonde sympathie et gratitude à tous ceux que j'ai cité et ceux qui n'apparaissent pas dans cette liste mais se reconnaîtront à coup sûr dans cet ouvrage.

A Rogélia.

TABLE DES MATIÈRES

1.	<i>Le Modèle Standard (MS)</i>	11
I	Description	11
II	Les particules de matière	11
III	Les interactions	11
III.1	L'interaction forte	12
III.2	L'interaction électro-faible	12
III.3	Le mécanisme de Higgs	13
IV	Les limites du Modèle Standard.	14
IV.1	Inclusion de la gravité	14
IV.2	Unification des forces fondamentales.	15
IV.3	Problèmes de naturalité de la masse du boson de Higgs.	15
2.	<i>Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM)</i>	17
I	La supersymétrie (SUSY)	17
II	Le MSSM, extension supersymétrique du Modèle Standard	18
III	Contenu en champs	19
III.1	Concept de superchamps et nomenclature	19
III.2	Les différents superchamps	19
IV	La R-parité	22
IV.1	Des nouveaux termes d'interaction	22
IV.2	Une nouvelle symétrie	23
V	La brisure de supersymétrie et inclusion de la gravitation	24
V.1	Les modes de brisure de supersymétrie	24
V.2	Le modèle minimal de Supergravité (mSUGRA)	24
V.3	Les particules du MSSM	27
3.	<i>Supersymétrie avec violation du nombre baryonique</i>	29
I	Phénoménologie	29
I.1	Désintégrations directes et largeurs	30
I.2	Désintégrations indirectes et rapports d'embranchement	35
II	Limites expérimentales et restrictions pratiques	40
II.1	La stabilité du proton	40
II.2	Limites existant sur les couplages λ''	41
III	Quelques mots de baryogénèse	42
III.1	Les conditions de Sakharov	43

4.	<i>Dispositif expérimental</i>	45
I	Le LEP au CERN	45
II	L'expérience L3	47
II.1	Principes et performances des éléments du détecteur	47
II.2	Le système de déclenchement	57
5.	<i>Les bases de l'analyse</i>	61
I	Echantillons de données étudiés	61
II	Signaux recherchés	61
II.1	Restrictions expérimentales	62
II.2	Un générateur d'événements pour le signal : SUSYGEN	65
II.3	Echantillons de signaux générés	69
III	Description des processus du Modèle Standard : définition du fond	70
IV	Simulation du détecteur et reconstruction	74
6.	<i>Construction des sélections</i>	77
I	Construction des variables et des objets utilisés	77
II	Etablissement d'une préselection globale	88
III	Dérivation des sélections spécifiques	92
III.1	Désintégrations directes de neutralinos	92
III.2	Désintégrations indirectes de charginos et de neutralinos	97
III.3	Désintégrations de leptons scalaires	99
IV	Optimisation des coupures	99
IV.1	Définition des variables discriminantes	100
IV.2	Méthode d'optimisation	100
IV.3	Qualité de la convergence.	108
7.	<i>Sélections finales</i>	113
I	Premiers résultats	113
I.1	Recherche de paires de $\tilde{\chi}_1^0$	113
I.2	Recherche de charginos et de neutralinos lourds	114
I.3	Recherche de leptons scalaires chargés	116
II	Extraction de limites	118
III	Estimation des erreurs	118
III.1	Influence des couplages	125
IV	Résultats finaux	126
IV.1	Limites sur la production de neutralinos légers	126
IV.2	Limites sur la production de charginos	127
IV.3	Limites sur la production associée de neutralinos lourds	129
IV.4	Limites sur la production de leptons scalaires chargés	130
V	Combinaison des résultats obtenus à différentes énergies	133

8.	<i>Interprétation</i>	137
I	Brefs rappels du modèle employé	137
II	Le spectre des particules supersymétriques	138
II.1	Les neutralinos	138
II.2	Les charginos et la notion de limite cinématique	142
II.3	Les leptons scalaires chargés	145
III	Les limitations apportées par la R-parité brisée	145
IV	Exclusion et limite sur les masses	148
IV.1	Exclusion dans le cadre du modèle mSUGRA	148
IV.2	Balayage de l'espace des paramètres	150
IV.3	Limites sur les masses	157
9.	<i>Mesure de la section efficace du processus doublement résonant $ZZ \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$</i>	165
I	Analyse	165
I.1	Objectifs	165
I.2	Définition du signal	165
I.3	Sélection de ce signal	166
I.4	Test de l'algorithme d'optimisation	170
II	Résultats	172
II.1	Mesure de la section efficace	172
II.2	Estimation des erreurs	174
10.	<i>Présentation des autres résultats existants et perspectives</i>	177
I	Résultats des recherches des autres expériences LEP sur le MSSM avec violation du nombre baryonique	177
I.1	L'expérience ALEPH	177
I.2	L'expérience DELPHI	177
I.3	L'expérience OPAL	178
II	Perspectives de la recherche de supersymétrie avec \cancel{B} dans les prochains collisionneurs	179
II.1	Les collisionneurs hadroniques	179
II.2	Le futur collisionneur linéaire e^+e^-	181
11.	<i>Résumé et conclusions</i>	183
<i>Annexe</i>		185
A.	<i>Analyse et résultats à $\sqrt{s} = 183$ GeV</i>	187
I	Comparaisons avec l'analyse à $\sqrt{s} = 189$ GeV	187
II	Détails de l'analyse	187
II.1	Signaux générés	187
II.2	Présélection	187
II.3	Sélections topologiques	189
II.4	Résultats	190

II.5	Interprétation et limites	191
B.	Analyse des données à $\sqrt{s} > 190$ GeV	193

1. LE MODÈLE STANDARD (MS)

I Description

Le Modèle Standard est la somme de deux théories de jauge non-abéliennes qui décrivent l'action des forces fondamentales sur les différentes particules matérielles, la première théorie traitant de l'électromagnétisme et l'interaction faible et la seconde de l'interaction forte.

Une double approche à la fois quantique et relativiste est nécessaire pour décrire convenablement l'évolution des particules ainsi que leurs interactions et le formalisme adéquat est celui d'une théorie de champs quantiques [1].

II Les particules de matière

Ces particules sont modélisées comme des champs de spin $\frac{1}{2}$ ou spineurs de Dirac. Ces fermions sont au nombre de douze, répartis en deux grandes familles, les leptons et les quarks, dotées chacune de trois générations. Par définition, les leptons ne sont pas sensibles à l'interaction forte alors que les quarks le sont.

On reconnaîtra parmi les leptons, l'électron, charge mobile élémentaire orbitant autour du noyau atomique et parmi les quarks le quark u et le quark d, constituants élémentaires des protons et des neutrons qui forment le noyau atomique.

Ces trois particules, avec le neutrino associé à l'électron, forment la première génération des particules de chaque famille.

Les deux autres générations sont formées de particules ayant les mêmes propriétés physiques, mais plus massives et instables : les leptons μ^- , τ^- , ν_μ , ν_τ et les quarks s, c et b. La troisième génération des quarks a été complétée récemment avec l'observation du quark t (ou top) au TeVatron [2].

Chaque famille possède un nombre quantique associé, le nombre quantique leptonique L pour les leptons et le nombre quantique baryonique B pour les quarks. Ces deux nombres sont conservés séparément, car seuls les fermions sont porteurs de ces nombres et ne peuvent se coupler directement entre eux à cause de la conservation du moment angulaire.

III Les interactions

Dans le cadre d'un formalisme quantique, les interactions de jauge sont décrites par l'échange de particules obéissant à la statistique de Bose-Einstein et de spin 1.

Ces bosons sont :

- le photon γ , de masse nulle, pour l'interaction électromagnétique.

- les bosons massifs W^+ , W^- et Z pour l’interaction faible.
- huit gluons g de masses nulles pour l’interaction forte.

Chacune de ces particules est décrite par un champ vecteur de masse nulle, représentant les générateurs des groupes de symétrie associés à chaque interaction.

III.1 L’interaction forte

A l’interaction forte est attaché le groupe de symétrie $SU3_C$, [3] décrivant l’échange et la conservation de la charge de couleur associée aux quarks et aux gluons dans le cadre de la Chromodynamique Quantique (ou QCD).

Le concept de couleur [4] s’est imposé pour décrire le fait qu’il existait des états liés formés de trois quarks identiques (comme la résonance Δ^{++}), états à priori interdits par le principe d’exclusion de Pauli.

Par analogie avec la gamme chromatique qui comporte trois états distincts fondamentaux qui sont les trois couleurs primaires, on a baptisé couleur cette nouvelle charge, et les trois états de couleur ont repris les noms des trois couleurs primaires : rouge, vert, bleu. Les quarks sont porteur d’une charge de couleur, les antiquarks d’une charge d’anticouleur¹ et les gluons de deux charges, une de couleur et une d’anticouleur. Il y a ainsi huit gluons, la neuvième combinaison donnant un objet “blanc” ou sans couleur.

Les gluons étant eux-mêmes colorés, ils peuvent interagir entre eux, faisant de la QCD une théorie de jauge non-abelienne. Une autre conséquence de ces couplages internes et du nombre de gluons est le phénomène de confinement, qui veut que l’on observe uniquement des objets blancs de couleur, des mésons formés d’un quark et d’un antiquark, de nombre baryonique $B = 0$, et des baryons, formés de trois quarks ou de trois antiquarks et de nombre baryonique $|B| = 1$.

Ce phénomène explique également la faible portée et la grande intensité relative de l’interaction forte, ainsi que l’hadronisation des quarks en jets de particules.

III.2 L’interaction électro-faible

Les interactions électromagnétique et faible ont été unifiés en une théorie de jauge renormalisable par Glashow [5].

La théorie électro-faible repose sur le produit de deux groupes de symétrie :

- $SU2_L$, avec les champs associés W_1, W_2, W_3 , dépourvus de masse.
- $U(1)_Y$, transmis par le champ B , neutre et non massif.

Le premier groupe ne couple que les particules d’hélicité gauche (ou lévogyres), et vise essentiellement à reproduire les effets de l’interaction faible en courant chargé (expérience de C.S. Wu, [6]).

On en déduit une nouvelle structure pour les champs de matière :

- Les doublets d’isospin faible (T), qui se couplent aux bosons W^+, W^-

¹ Les couleurs complémentaires de celles énoncées précédemment

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad (1.1)$$

pour les leptons et

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L \quad (1.2)$$

pour les quarks.

Les états d'isospin faible d', s', b' sont reliés aux quarks physiques d, s, b par la matrice de Cabibbo–Kobayashi–Maskawa (CKM) [7].

– Les singulets d'isospin faible, d'hélicité droite et ne se couplant **pas** aux bosons W :

$$(e^-)_R, (\mu^-)_R, (\tau^-)_R, (u)_R, (d)_R, (s)_R, (c)_R, (b)_R, (t)_R \quad (1.3)$$

Ces derniers se couplent en revanche au photon et au boson Z qui possède un faible couplage de nature $(V+A)$. Si les bosons W^+, W^- sont identifiables aux champs W_1, W_2 de $SU(2)_L$, le boson Z ne peut être associé au seul champ W_3 à cause de ce couplage aux fermions d'hélicité droite.

Le champ B est associé au générateur Y , l'hypercharge, construit à partir de la charge électrique Q et de l'isospin faible T_3 :

$$Y = 2(Q - T_3) \quad (1.4)$$

Le photon (ou boson A) et le boson Z s'obtiennent donc par mélange des champs B et W_3 :

$$\begin{pmatrix} Z \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_3 \\ B \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

avec apparition de l'angle de mélange θ_W (ou angle de Weinberg) qui est ici un paramètre libre de la théorie.

III.3 Le mécanisme de Higgs

Il est impossible d'obtenir un terme de masse pour les bosons qui soit invariant de jauge. Weinberg et Salam [8, 9] ont pu tourner cette difficulté en introduisant un champ scalaire complexe de Higgs [10], doublet d'isospin faible afin de permettre le couplage aux W :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \chi \\ \sqrt{2}i\phi^- \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

Chaque composant est complexe et possède donc deux degrés de liberté, ce qui nous fait quatre degrés : trois sont absorbés pour donner de la masse aux bosons de l'interaction faible W^+, W^- et Z , le quatrième donne naissance à une particule scalaire appelée boson de Higgs H^0 , neutre et se couplant aux autres particules avec une intensité proportionnelle à la masse de celles-ci.

Le potentiel scalaire associé s'écrit :

$$V = -\mu^2 \Phi^2 + \frac{\lambda}{2} \Phi^4 \quad (1.7)$$

et connaît un minimum absolu en $\Phi_0 = \langle v \rangle = 246 \text{ GeV}$.

Une redéfinition de $\chi \rightarrow h^0 + \langle v \rangle$ permet de développer Φ autour de ce minimum dans le lagrangien d'interaction avec les champs de matière :

$$\mathcal{L} = -\lambda_{u_i} Q_{i,L} \Phi u_{i,R} - \lambda_{d_i} Q_{i,L} \Phi^c d_{i,R} - \lambda_{\ell_i} L_{i,L} \Phi^c e_{i,R} \quad (1.8)$$

On aboutit à la somme suivante :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \Sigma_f m_f f \bar{f} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (1.9)$$

Le premier terme regroupe tous les termes de masse pour les fermions alors que le second terme contient tous les termes d'interaction entre le boson de Higgs et les fermions.

Ces interactions de Yukawa ont des couplages proportionnels à la masse des fermions mis en jeu :

$$\lambda_f = \sqrt{2} \frac{m_f}{\langle v \rangle}, \quad (1.10)$$

ce qui amène à un couplage maximum pour le quark top (de l'ordre de 1) et très faible pour tous les autres quarks (0,02 pour le quark bottom).

IV Les limites du Modèle Standard.

La théorie électro-faible de Glashow, Salam et Weinberg [5, 8, 9] propose une description unifiée des interactions électromagnétique et faible, la séparation des deux résultant d'une brisure spontanée de symétrie amorcée par le champ de Higgs. Il est intéressant de voir si l'on peut poursuivre cet effort d'unification et construire une théorie décrivant toutes les forces fondamentales de la nature en une seule interaction, une théorie de "Grande Unification". Cet effort est entre autre motivé par le scénario cosmologique du Big-Bang, qui veut que les quatre forces fondamentales aient été unifiées en une seule au temps de Planck ($t = t_0 + 10^{-43} \text{ s}$) avant de se découpler progressivement avec le temps.

IV.1 Inclusion de la gravité

Le Modèle Standard ne tient pas compte de la gravitation, dont les effets sont, il est vrai, totalement négligeables à une échelle d'énergie d'une centaine de GeV.

Pour que la gravité ait une influence notable sur l'évolution d'une particule de masse m , il faut que l'énergie gravitationnelle de cette dernière soit concurrente à son énergie de masse, soit :

$$E = \mathcal{G} \frac{m^2}{\ell} = mc^2 \quad (1.11)$$

ou \mathcal{G} est la constante universelle de gravitation et ℓ la longueur d'onde de Compton de la particule, prise comme dimension caractéristique de celle-ci ². Avec $\ell = \frac{\hbar}{mc}$, on obtient :

$$E = mc^2 = \sqrt{\frac{\hbar c}{\mathcal{G}}} c^2 = 1,22 \cdot 10^{19} \text{ GeV}. \quad (1.12)$$

E est l'énergie de Planck, à laquelle la gravitation a une intensité comparable aux autres forces fondamentales.

IV.2 Unification des forces fondamentales.

On a vu dans la sous-section précédente que la force gravitationnelle s'exerçant sur une particule gagnait en intensité avec l'énergie de celle-ci, jusqu'à devenir importante à l'échelle de Planck. Les trois autres interactions évoluent aussi avec l'échelle d'énergie et sont renormalisables.

Leur évolution est décrite par les Equations du Groupe de Renormalisation (ou RGE) et est reproduite dans la figure 1 pour le cas du Modèle Standard [11] :

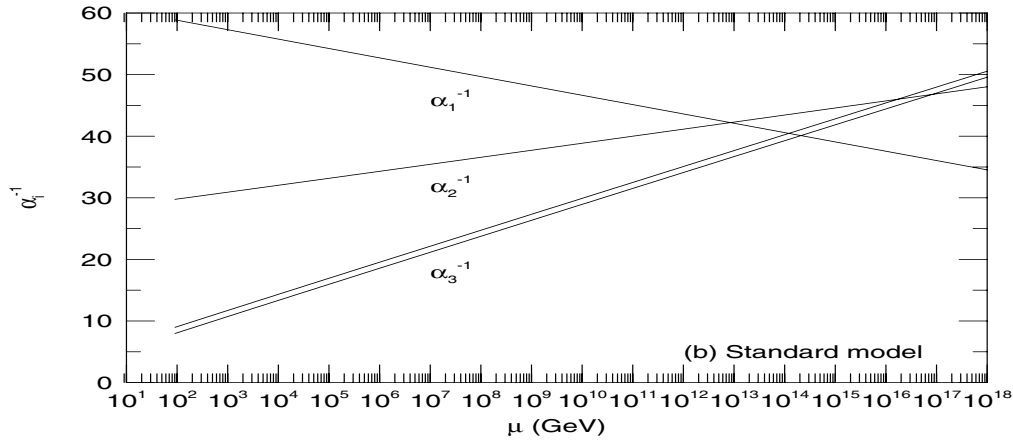


Fig. 1: Evolution des constantes de couplages des interactions électromagnétique (α_1), faible (α_2) et forte (α_3) en fonction de l'énergie dans le cadre du Modèle Standard.

On voit malheureusement que, dans le cas du Modèle Standard, les courbes sont concourrantes mais ne se coupent pas en un point unique. L'unification est juste suggérée, mais n'est pas réalisée par le MS.

IV.3 Problèmes de naturalité de la masse du boson de Higgs.

La masse du boson de Higgs est instable sous les corrections radiatives. Au niveau d'une boucle déjà, comme représenté dans la figure 2, ces corrections présentent des divergences quadratiques.

² Les particules du MS sont considérées comme ponctuelles mais ne peuvent être localisées à mieux que leur longueur d'onde de Compton par le principe d'incertitude de Heisenberg.



Fig. 2: Diagramme de correction radiative à une boucle de fermions de la masse du boson de Higgs

Les divergences de ce diagramme ne sont malheureusement pas compensées par celles d'un autre diagramme du même ordre dans le cadre du Modèle Standard. Si l'on pose Λ comme borne supérieure de l'intégrale et que l'on fixe sa valeur à E_{Planck} , on obtient pour cette boucle :

$$m_H^2 = m_{H,GU}^2 - \frac{\lambda^2 \Lambda^2}{16\pi^2} \quad (1.13)$$

λ est la constante de couplage du boson de Higgs. En posant $m_H \simeq 100$ GeV pour avoir une idée de l'ajustement effectué à cette même masse calculée à l'échelle de Planck ($m_{H,GU}$), on a :

$$m_{H,GU}^2 = 10^{36}(\lambda^2 + 10^{-32}) \quad (1.14)$$

λ requiert un ajustement à 10^{-16} près, ce qui signifie que la masse du boson de Higgs n'est pas naturelle³.

En dépit du succès rencontré jusqu'à des énergies aussi élevées que $E = 200$ GeV [12], le Modèle Standard n'est donc qu'une théorie effective à basse énergie.

Nous allons maintenant présenter une extension possible du Modèle Standard, qui résout une partie des problèmes présentés ici et dont le domaine de validité devrait s'étendre jusqu'à l'échelle de Planck.

³ Une grandeur est naturelle si une variation minimale d'un paramètre la constituant ne modifie que faiblement la valeur de la grandeur elle-même.

2. LE MODÈLE STANDARD SUPERSYMÉTRIQUE MINIMAL (MSSM)

I La supersymétrie (SUSY)

La supersymétrie est fondamentalement une symétrie imposée entre fermions et bosons : à tout fermion du Modèle Standard correspond une particule scalaire et pour tout boson, il existe une image de nature fermionique.

Les partenaires supersymétriques des particules du MS sont appelées également superpartenaires.

On définit les transformations de supersymétrie par un opérateur Q agissant sur les états bosoniques $|B\rangle$ et fermioniques $|F\rangle$ de la manière suivante :

$$Q|B\rangle = |F\rangle$$

$$Q|F\rangle = |B\rangle$$

Ce générateur Q ne modifie que la valeur du spin des états auxquels il s'applique et vérifie les propriétés suivantes :

$$\{Q, \bar{Q}\} = 2\gamma^\mu P_\mu$$

Le produit de deux transformations de supersymétrie est une translation de l'espace-temps (P_μ).

$$[P^\mu, Q] = 0$$

Toute invariance sous une transformation locale de supersymétrie implique l'invariance sous les transformations générales des coordonnées de l'espace-temps.

Cette dernière propriété signifie que la version locale de la supersymétrie contient la gravitation, et est souvent appelée supergravité (SUGRA) pour cette raison [13].

Appliquée aux particules du Modèle Standard, la supersymétrie donne naissance à une classe de modèles dont la différence principale est le contenu en champs.

Nous allons nous attacher à un modèle en particulier, le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) qui reprend juste le contenu en champs du MS ainsi que leurs superpartenaires.

Dans ce modèle, le secteur de Higgs est étendu à deux doublets. Chaque doublet comporte des particules scalaires et leurs partenaires supersymétriques fermioniques.

II Le MSSM, extension supersymétrique du Modèle Standard

Comme on a pu le voir dans la section précédente, le MSSM tient compte de la gravitation. Ensuite, l'adjonction de nouvelles particules scalaires et fermioniques peut permettre la convergence des trois autres forces fondamentales, comme on peut le constater dans la figure 1 extraite de [11] :

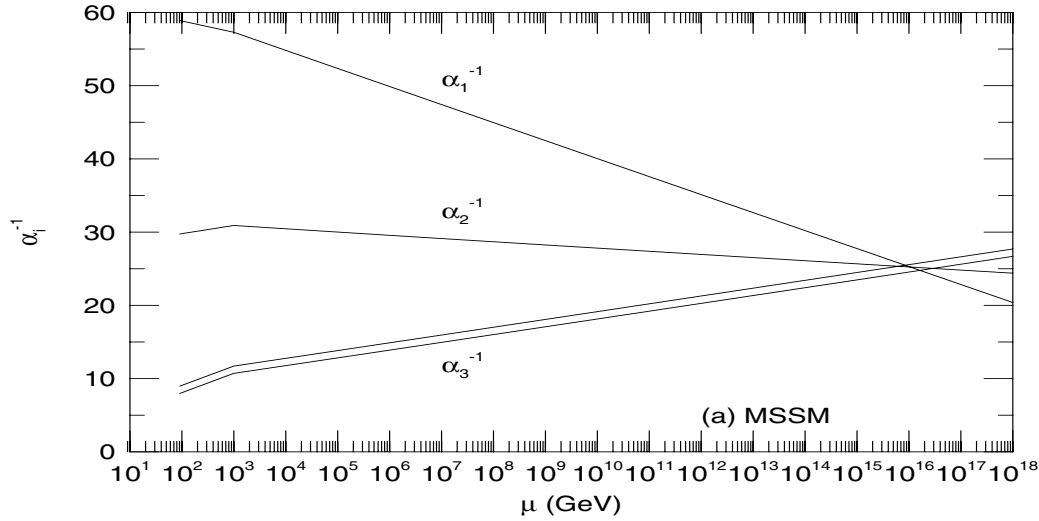


Fig. 1: Evolution des inverses des constantes de couplages des interactions électromagnétique (α_1), faible (α_2) et forte (α_3) en fonction de l'énergie dans le cadre du MSSM.

Dans ce nouveau cadre, les trois interactions ont la même intensité à une échelle d'énergie μ de l'ordre de 10^{16} GeV, dite aussi échelle de Grande Unification. Cette unification est réalisée à condition que l'échelle de masse des particules supersymétriques, M_{SUSY} soit de l'ordre du TeV [11].

Enfin, le secteur de Higgs est "stabilisé" par l'adjonction des particules supersymétriques. Les corrections radiatives à une boucle de ces derniers est effectivement de signe opposé à celles apportées par leurs partenaires dans le Modèle Standard (voir figure 2) et se compensent mutuellement.

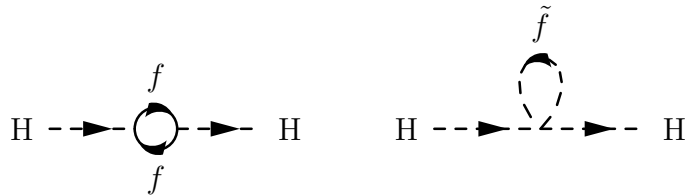


Fig. 2: Corrections radiatives à la masse du boson de Higgs avec une boucle de fermions et avec une boucle de scalaires, partenaires supersymétriques des précédents.

Ces compensations sont effectives tant pour les bosons de Higgs que pour les autres particules scalaires introduites par la théorie. Elles sont exactes si particule et partenaire

supersymétrique ont la même masse.

A défaut d’une dégénérescence parfaite, la théorie demeure raisonnablement naturelle (voir chapitre précédent) tant que les particules supersymétriques ont une masse inférieure au TeV [14].

Cette dernière propriété rend le MSSM particulièrement attractif car le spectre des nouvelles particules est à portée des collisionneurs actuels et futurs (LEP, Tevatron, LHC, NLC).

III Contenu en champs

III.1 Concept de superchamps et nomenclature

Pour rappeler que les particules introduites, les superpartenaires ont des propriétés analogues (couplages, charges) à leurs homologues du Modèle Standard, la convention suivante a été adoptée : [15]

- Les superpartenaires scalaires des champs de matière prennent le nom du fermion avec l’épithète scalaire : électron scalaire, muon scalaire, lepton scalaire. On utilisera de temps en temps le raccourci en usage qui consiste à mettre un “s” en préfixe : stau, squark.
- Les superpartenaires fermioniques des champs d’interaction (jauge et Higgs) prennent également le nom du boson associé avec le suffixe “ino” (inspiré du *neutrino*) : jaugino, higgsino, photino, zino, gluino.
- Enfin, tous les superpartenaires portent un tilde : \tilde{e} , $\tilde{\chi}_1^0$, \tilde{g} , \tilde{q} .

Les couples particules–superpartenaires partagent exactement les mêmes nombres quantiques, exception faite du spin qui est affecté par l’opération de supersymétrie.

Ils sont regroupés sous un même superchamp, qui portera tous les nombres quantiques communs (nombres quantiques leptonique, baryonique, hypercharge, etc...), le spin n’apparaissant que pour différencier les composantes (particule ou superpartenaire).

III.2 Les différents superchamps

Les superchamps sont construits à partir des champs des particules et de leur superpartenaires d’une part, et des variables de Grassmann $\theta, \bar{\theta}$ d’autre part [16].

Les superchamps dits chiraux ϕ_L, ϕ_R ont une dérivée covariante D_α nulle :

$$D_\alpha \phi_R = 0$$

$$\bar{D}_\alpha \phi_L = 0$$

et les superchamps dits vectoriels \mathcal{V} sont définis comme réels :

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}^*$$

La table 2.1 énumère les superchamps chiraux matériels ainsi constitués.

Superchamp	Contenu fermionique	Contenu scalaire
L_i	$\begin{pmatrix} \nu_i \\ \ell_i^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_i \\ \tilde{\ell}_i^- \end{pmatrix}$
\bar{E}_i	ℓ_i^+	$\tilde{\ell}_i^+$
Q_i	$\begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{u}_i \\ \tilde{d}_i \end{pmatrix}$
\bar{U}_i	\bar{u}_i	$\tilde{\bar{u}}_i$
\bar{D}_i	\bar{d}_i	$\tilde{\bar{d}}_i$

Tab. 2.1: Les différents superchamps matériels et leur contenu

Ces superchamps sont également appelés “superchamps chiraux” car ils reprennent la structure en doublets et singlets issue de la description chirale de l’interaction faible (voir plus haut).

Ils sont développés ici en représentation chirale gauche. Les isosingulets, dextrogyres, sont donc représentés par l’antiparticule ($e_R = (\bar{e}_L)^c$).

Par abus de langage, les particules scalaires peuvent hériter de la dénomination chirale “droite (R)” et “gauche (L)” employée à juste titre pour décrire les états d’hélicité des fermions.

Cet abus sera évité ici en employant les termes d’isospin faible “isosingulet” et “isodoublet” pour désigner les scalaires et les fermions correspondants. Les indices (L,R) ne seront pas affectés.

III.2.1 Les superchamps d’interactions

Ces superchamps sont constitués des champs bosoniques d’interaction et de leurs superpartenaires fermioniques. Ils sont énumérés dans la table 2.2 :

Superchamp	Interaction	Contenu bosonique	Contenu fermionique
\mathcal{B}	électromagnétisme	B	\tilde{B}
\mathcal{W}	interaction faible	W_1, W_2, W_3	$\tilde{W}_1, \tilde{W}_2, \tilde{W}_3$
g	interaction forte	g	\tilde{g}

Tab. 2.2: Les différents superchamps d’interactions et leurs contenus.

Par référence à la nature du boson qu’ils contiennent, ces superchamps sont baptisés “vectoriels” [16].

III.2.2 Deux doublets de Higgs

Pour donner de la masse à tous les superchamps matériels, mais également pour annuler les divergences dues aux diagrammes triangulaires contenant un higgsino interne (voir

figure 3), il a fallu faire appel à un doublet supplémentaire de Higgs.

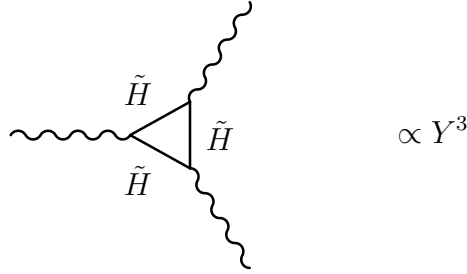


Fig. 3: Diagramme d'anomalie triangulaire avec boucle de higgsino.

Ces diagrammes se compensent exactement dans le cadre du Modèle Standard en sommant sur toutes les espèces fermioniques. Pour maintenir cette compensation dans le cadre du MSSM, il faut deux higgsinos d'hypercharge Y opposées.

Il apparaît alors deux champs complexes neutres (H_1^0, H_2^0) et deux chargés (H_1^-, H_2^+), et, par opération de supersymétrie, des superpartenaires ayant les mêmes propriétés mais de nature fermionique, des higgsinos (table 2.3) :

Superchamp	Contenu scalaire	Contenu fermionique
H_1	$\begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{H}_1^0 \\ \tilde{H}_1^- \end{pmatrix}$
H_2	$\begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{H}_2^+ \\ \tilde{H}_2^0 \end{pmatrix}$

Tab. 2.3: Contenu en champs des deux superchamps de Higgs.

Ces superchamps de Higgs contiennent un fermion et un scalaire complexe, et sont donc également des superchamps chiraux. Après brisure spontanée de la symétrie électro-faible, les scalaires évoluent en cinq bosons de Higgs, baptisés h^0, H^0, A^0, H^+ et H^- . Les trois degrés de liberté restant donnent de la masse aux bosons faibles W^+, W^- et Z comme dans le cas du MS (voir chapitre 1).

Deux paramètres libres du MSSM apparaissent dans ce secteur :

- Le rapport $\tan \beta = \frac{\langle v_1 \rangle}{\langle v_2 \rangle}$,
où $\langle v_1 \rangle$ et $\langle v_2 \rangle$ sont les valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs.
- un terme de masse non-diagonal μ .

Il est intéressant de noter que le premier superchamp de Higgs H_1 a les mêmes nombres quantiques que le superchamp doublet leptonique L , exception faite du nombre quantique leptonique. On verra dans la section suivante les conséquences de cette remarque.

IV La R-parité

IV.1 Des nouveaux termes d'interaction

L'émergence de nouveaux champs scalaires dans le MSSM autorise la construction de nouveaux termes de Yukawa par couplage de ceux-ci avec les champs fermioniques de matière, dont l'illustration suit (figure 4) :

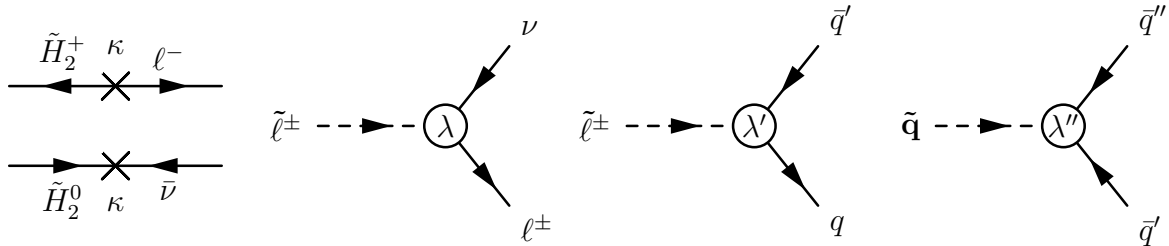


Fig. 4: Diagrammes de Feynman correspondant aux nouveaux termes de Yukawa accessibles par construction dans le MSSM. De gauche à droite : $\kappa_i L_i H_2$, $\lambda_{ijk} L_i L_j \bar{E}_k$, $\lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k$, $\lambda''_{ijk} \bar{U}_i \bar{D}_j \bar{D}_k$.

Le lagrangien correspondant s'écrit :

$$\mathcal{L} = \kappa_i L_i H_2 + \lambda_{ijk} L_i L_j \bar{E}_k + \lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k + \lambda''_{ijk} \bar{U}_i \bar{D}_j \bar{D}_k \quad (2.1)$$

$\kappa, \lambda, \lambda'$ et λ'' sont des constantes de couplage. $L, Q, \bar{E}, \bar{U}, \bar{D}$ et H_2 sont des superchamps chiraux détaillés dans les tables 2.1 et 2.3 respectivement. L'indice affecté aux superchamps matériels symbolise la génération fermionique.

Les trois premiers termes violent le nombre leptonique et sont construits à partir de la simple permutation des superchamps L et H_1 dans la partie du lagrangien décrivant les couplages des champs de Higgs, puisque ces deux superchamps partagent les mêmes nombres quantiques :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \mu H_1 H_2 + \lambda_\ell H_1 L \bar{E} + \lambda_d H_1 Q \bar{D} + \lambda_u H_2 Q \bar{U} \quad (2.2)$$

Le dernier terme de \mathcal{L} est la seule combinaison trilinéaire de superchamps qui respecte la conservation de la charge électrique et l'invariance de jauge tout en violant le nombre baryonique.

Ce terme est antisymétrique sous la permutation des deux superchamps chiraux \bar{D}_j et \bar{D}_k : $\lambda''_{ijk} = -\lambda''_{ikj}$, par invariance sous $SU3_C$.

Cette thèse est consacrée à l'étude du terme $\lambda''_{ijk} \bar{U}_i \bar{D}_j \bar{D}_k$, et nous allons détailler toute la phénoménologie liée à la présence de celui-ci dans le chapitre suivant.

Tout comme les couplages du boson de Higgs aux fermions dans le cadre du Modèle Standard, ces termes sont invariants de jauge et respectent à la fois la conservation de la charge électrique et du spin.

On s'aperçoit cependant que les trois premiers termes ne conservent pas le nombre leptonique et que le dernier viole le nombre baryonique, parce que les champs scalaires interagissant sont aussi des champs de matière.

IV.2 Une nouvelle symétrie

La conservation des nombres leptonique et baryonique dans le cadre du Modèle Standard était due au fait que les champs de matière étaient purement fermioniques et donc incapables de se coupler entre eux.

Cette propriété est donc naturellement perdue dans le cadre de toute extension supersymétrique du Modèle Standard, par la simple instauration de la symétrie boson \leftrightarrow fermion qui est à la base de la supersymétrie.

On peut néanmoins rétablir la conservation des nombres quantiques leptonique et baryonique et de ce fait bannir tous ces termes de Yukawa en imposant la conservation du nombre quantique R_p , appelé **R-parité** [17] et défini comme suit :

$$R_p = -1^{3B+L+2S} \quad (2.3)$$

où B est le nombre quantique baryonique, L le nombre leptonique et S le spin.

On constate immédiatement que :

- Toutes les particules du Modèle Standard ainsi que les bosons de Higgs sont états propres de cet opérateur avec pour valeur propre +1.
- Tous les partenaires supersymétriques des particules précédentes sont également états propres de cet opérateur avec la valeur propre -1.

Si cette symétrie est exacte, on aboutit à la phénoménologie suivante :

- Les particules supersymétriques sont produites par paires.
- Une particule supersymétrique se désintègre en produisant obligatoirement une autre particule supersymétrique plus légère.
- La particule supersymétrique la plus légère (ou LSP) est nécessairement stable.

Cette phénoménologie avec conservation de la R-parité est dite “canonique”, car elle respecte traditionnellement la conservation des nombres leptonique et baryonique comme dans le Modèle Standard.

Elle a été abondamment étudiée par les physiciens des particules [18] mais aussi les astrophysiciens, puisque elle fournit naturellement un bon candidat à l’explication de la matière noire interstellaire si la LSP est neutre [19].

Cependant, la conservation de R_p est imposée à la main, sans trop de justification théorique. De surcroît, plusieurs théories de Grande Unification (comme SU5) favorisent la violation de l’un ou l’autre nombre pour unifier les masses des particules.

On peut donc se demander à juste titre si la violation de L ou de B peut intervenir à plus basse énergie en supersymétrie et être ainsi observable dans une expérience de physique des particules.

La violation du nombre baryonique entraînant celle de la R-parité, ces deux concepts seront étroitement associés par la suite.

Quand la R-parité n’est plus conservée, la particule supersymétrique la plus légère se désintègre en fermions de matière et l’on peut avoir production simple de particules supersymétriques. Cette phénoménologie sera détaillée dans le chapitre suivant dans le cas de la violation du nombre baryonique.

V La brisure de supersymétrie et inclusion de la gravitation

V.1 Les modes de brisure de supersymétrie

La non-observation d'un partenaire supersymétrique de l'électron ayant la même masse que ce dernier implique la brisure de la supersymétrie.

Afin de conserver les compensations des divergences quadratiques à la masse du Higgs (section II) et pour obtenir un spectre de masse compatible avec les limites expérimentales, cette brisure se fera par l'introduction de termes de brisure douce de supersymétrie, qui trouvent leur origine dans le cadre d'un scénario de brisure de supersymétrie, dont voici les deux principaux :

- La brisure de SUSY propagée par la gravité (m-SUGRA)
- La brisure de SUSY propagée par les bosons de jauge. (GMSB)

Chacun de ces scénarios mène à un spectre et une phénoménologie radicalement différents.

Dans le cadre du GMSB [21], la particule supersymétrique la plus légère est généralement le gravitino qui peut être extrêmement léger ($m < M_{proton}$).

Nous verrons dans le chapitre suivant que ce scénario est très défavorable à la violation du nombre baryonique et ne peut constituer un cadre d'étude pour cette thèse.

Notre choix s'est donc porté sur le modèle m-SUGRA [13, 22, 23], qui va être détaillé à présent en décrivant la manière dont est brisée la supersymétrie tout en conservant ses propriétés fondamentales (stabilité de la masse des particules scalaires).

V.2 Le modèle minimal de Supergravité (mSUGRA)

Ce modèle est basé sur une version locale de la supersymétrie, comme on a pu le constater en début de chapitre.

La supergravité nécessite l'introduction d'un champ de spin $\frac{3}{2}$, fermion de Majorana, et de son partenaire supersymétrique, un boson de spin 2 (tenseur).

On associe le boson au graviton, et donc le partenaire supersymétrique fermionique sera le gravitino. Ces deux champs sont sans masse tant que la supersymétrie locale est exacte.

La nécessaire brisure de supersymétrie se fait à très haute énergie, à une échelle M_S inférieure à la masse de Planck M_{Planck} , dans un secteur très faiblement couplé aux champs du MSSM appelé secteur caché [24].

Cette brisure spontanée se fait suivant un mécanisme analogue au mécanisme de Higgs, et donne une masse $m_{\frac{3}{2}}$ au gravitino [13, 24] :

$$m_{\frac{3}{2}} = \frac{8\pi}{\sqrt{3}} \frac{M_S^2}{M_{Planck}} \quad (2.4)$$

Cette masse dépend fortement de l'échelle de brisure de supersymétrie M_S .

Bien qu'effectuée dans un secteur faiblement couplé au reste du MSSM, la brisure de supersymétrie est automatiquement transmise au spectre complet du MSSM par le lagrangien de supergravité. Ce couplage du secteur caché au secteur "visible" du MSSM

est représenté par les termes de brisure douce, principalement des termes de masse et de couplages trilineaires recensés dans [20] et qui sont énumérés ici :

- M_1, M_2, M_3 , des termes de masse pour les jauginos $U(1)$ (bino), $SU(2)_L$ (winos) et $SU(3)_C$ (gluinos). (3 termes)
- m_{0f} , des termes de masse pour les sleptons et les squarks. (21 termes)
- \mathcal{A}_f qui sont des termes trilineaires de couplage entre un boson de Higgs et deux particules scalaires de matière (squarks ou sleptons).

Ces termes sont donc les vestiges de la brisure de la supersymétrie.

En incluant les contraintes de Grande Unification, on s'aperçoit que le nombre de termes de brisure douce se réduit au nombre de trois :

- m_0 , masse unique pour les scalaires à l'échelle de Grande Unification.
- \mathcal{A}_0 , valeur unique des couplages trilineaires réalisée à la Grande Unification.
- $m_{\frac{1}{2}}$, masse unique des jauginos à l'échelle GUT.

M_1, M_2, M_3 sont déterminés à basse énergie par les équations du groupe de renormalisation, et sont liés par cette relation supposée exacte pour la définition du spectre des particules supersymétriques :

$$M_2 = M_2(M_Z) = \frac{3}{5} \frac{1}{\tan^2 \theta_W} M_1(M_Z) = \frac{g}{g_S} M_3(M_Z) = 0.82 m_{\frac{1}{2}} \quad (2.5)$$

Pour compléter cet inventaire des paramètres libres du modèle, nous rappelons ici les paramètres provenant du secteur du Higgs :

- $\tan \beta$, le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux champs de Higgs.
- μ , le terme de mélange des deux doublets de Higgs.

Il est intéressant de noter que, si l'on suppose que la brisure spontanée de la symétrie électro-faible est induite par la supergravité, alors $|\mu|$ est déterminé et seul son signe est un paramètre libre de la théorie.

Cette hypothèse ne sera pas faite ici.

Après brisure de la supersymétrie, la dégénérescence des particules du MS et de leurs superpartenaires est levée.

Nous allons à présent déterminer les états physiques correspondants aux particules supersymétriques et l'expression de leurs masses dans le cadre de mSUGRA.

V.2.1 Mélanges des jauginos et des higgsinos

Les jauginos et les higgsinos ne sont pas a priori états propres de masse.

Par un simple calcul des degrés de liberté disponibles pour les superchamps vectoriels, on sait qu'il y a huit degrés de liberté fermionique, quatre neutres et quatre chargés.

Les quatre degrés chargés forment deux particules baptisées charginos. Les quatre degrés neutres forment quatre fermions de Majorana, appelés neutralinos. Dans les deux cas, on numérotera les états physiques obtenus par ordre croissant de masse, si bien que

le neutralino 1, $\tilde{\chi}_1^0$ et le chargino 1, $\tilde{\chi}_1^+$ sont respectivement le neutralino et le chargino le plus léger.

A partir de là et dans le cadre du modèle contraint mSUGRA, on peut définir une matrice de masse pour les neutralinos et pour les charginos. Ces matrices exprimeront le contenu en champs de chaque particule et les valeurs propres des matrices, classées dans l'ordre croissant, constitueront les masses de ces particules supersymétriques.

Pour les neutralinos, la matrice de masse est la suivante :

$$M_N = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -A & C \\ 0 & M_2 & B & -D \\ -A & B & 0 & -\mu \\ C & -D & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

avec

$$\begin{aligned} A &= M_Z \cos \beta \sin \theta_W \\ B &= M_Z \cos \beta \cos \theta_W \\ C &= M_Z \sin \beta \sin \theta_W \\ D &= M_Z \sin \beta \cos \theta_W \end{aligned}$$

Les éléments de matrice sont calculés dans la base $(-i\tilde{B}, -i\tilde{W}_3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0)$.

En étudiant cette matrice, on voit que la masse des neutralinos ne dépend que de M_2, μ et $\tan \beta$, M_1 étant relié à M_2 par l'équation 2.5.

Il en est de même pour les charginos, avec la matrice de masse suivante :

$$M_C = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Les masses sont définies positives, aussi élimine-t-on un éventuel signe négatif en redéfinissant de manière appropriée la phase des éléments de matrice. Ce signe peut être interprété comme la parité de l'état CP du neutralino concerné [25].

V.2.2 Mélanges des scalaires

La brisure de supersymétrie lève la dégénérescence entre les fermions et leurs superpartenaires scalaires, mais également la dégénérescence entre scalaires isosinglets et isodoublets par le truchement des couplages trilineaires \mathcal{A}_f .

Ceci nous donne les matrices de mélange suivantes (masses carrées) :

$$M_{\tilde{f}}^2 = \begin{pmatrix} M_L^2 & am_f \\ am_f & M_R^2 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

où :

$$\begin{aligned} M_L^2 &= m_{\tilde{f}_L}^2 \\ M_R^2 &= m_{\tilde{f}_R}^2 \\ a &= \begin{cases} \mu \cot \beta + m_0 \mathcal{A}_f & \tilde{f} = \tilde{u}, \tilde{c}, \tilde{t} \\ \mu \tan \beta + m_0 \mathcal{A}_f & \tilde{f} = \tilde{\ell}, \tilde{d}, \tilde{s}, \tilde{b} \end{cases} \end{aligned}$$

Les termes de mélanges ne devenant importants que pour les sleptons et les squarks de troisième génération (\mathcal{A}_f étant proportionnel au couplage de Yukawa correspondant) ou pour de grandes valeurs de μ et de $\cot\beta$, on néglige généralement le mélange pour les sleptons et les squarks de première et deuxième génération, aboutissant à ces formules pour les masses de scalaires (après évolution des RGE de M_{GUT} jusqu'à M_Z) [26] :

$$M_{\tilde{\ell}_L}^2 = m_0^2 + 0.77M_2^2 - 0.27 \cos 2\beta M_Z^2 \quad (2.9)$$

$$M_{\tilde{\nu}}^2 = m_0^2 + 0.77M_2^2 + 0.50 \cos 2\beta M_Z^2 \quad (2.10)$$

$$M_{\tilde{\ell}_R}^2 = m_0^2 + 0.22M_2^2 - 0.23 \cos 2\beta M_Z^2 \quad (2.11)$$

$$M_{\tilde{U}_L}^2 = m_0^2 + 9.67M_2^2 + 0.35 \cos 2\beta M_Z^2 \quad (2.12)$$

$$M_{\tilde{D}_L}^2 = m_0^2 + 9.67M_2^2 - 0.42 \cos 2\beta M_Z^2 \quad (2.13)$$

$$M_{\tilde{U}_R}^2 = m_0^2 + 9.07M_2^2 + 0.15 \cos 2\beta M_Z^2 \quad (2.14)$$

$$M_{\tilde{D}_R, \tilde{b}_R}^2 = m_0^2 + 8.92M_2^2 - 0.07 \cos 2\beta M_Z^2 \quad (2.15)$$

$$M_{\tilde{b}_L}^2 = 0.51m_0^2 + 7.87M_2^2 - 0.42 \cos 2\beta M_Z^2 \quad (2.16)$$

$$M_{\tilde{t}_L}^2 = 0.01m_0^2 + 5.47M_2^2 + 0.35 \cos 2\beta M_Z^2 + m_t^2 \quad (2.17)$$

$$M_{\tilde{t}_R}^2 = 0.51m_0^2 + 7.87M_2^2 + 0.15 \cos 2\beta M_Z^2 + m_t^2 \quad (2.18)$$

$$(2.19)$$

avec $M_2 = 0.82m_{\frac{1}{2}}$, $\tilde{U} = \tilde{u}, \tilde{c}, \tilde{D} = \tilde{d}, \tilde{s}$ et $\tilde{\ell} = \tilde{e}, \tilde{\mu}, \tilde{\tau}$. Les masses des scalaires ne dépendent donc que de m_0 , M_2 et $\tan\beta$ tant qu'il n'y a pas de mélange.

Les masses des fermions partenaires ont toutes été négligées, à l'exception du quark top. Celle-ci renforce le mélange des squarks \tilde{t} , si bien que les états de masse de ces derniers sont en fait :

$$M_{\tilde{t}_{1,2}}^2 = \frac{1}{2}(M_{\tilde{t}_L}^2 + M_{\tilde{t}_R}^2) \mp \frac{1}{2}\sqrt{(M_{\tilde{t}_L}^2 + M_{\tilde{t}_R}^2)^2 + 4m_t^2(\mathcal{A}_t m_0 - \mu \cot\beta)} \quad (2.20)$$

A cette exception près, les autres états de squarks et de sleptons sont essentiellement non mélangés et dégénérés en masse. On aura donc $\tilde{\ell}_1^- = \tilde{\ell}_R^-$, $\tilde{\ell}_2^- = \tilde{\ell}_L^-$, avec le même classement par état de masse croissant que pour les neutralinos et les charginos.

Tout ceci ne tient évidemment pas compte de l'évolution des couplages λ'' depuis l'échelle de Grande Unification. Des effets importants sont attendus sur les masses de squarks lorsque l'on a un couplage λ'' non nul, pouvant éventuellement rendre ceux-ci LSP. Ce point est encore en cours d'évaluation [27].

V.3 Les particules du MSSM

La table 2.4 issue de [15] résume le chapitre en mettant en valeur les particules du MS et leurs superpartenaires en supersymétrie exacte. Les quatrième et cinquième colonnes donnent l'état physique associé au superpartenaire après brisure de la supersymétrie ainsi que son nom.

	Supersymétrie exacte		Supersymétrie brisée	
Particule	Superpartenaire		Etat physique correspondant	
	Symbole	nom	Symbole	nom
q	\tilde{q}_R, \tilde{q}_L	squarks	\tilde{q}_1, \tilde{q}_2	squarks
ℓ^-	$\tilde{\ell}_L^-, \tilde{\ell}_R^-$	sleptons	$\tilde{\ell}_L^-, \tilde{\ell}_R^-$	sleptons
ν	$\tilde{\nu}$	sneutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino
g	\tilde{g}	gluino	\tilde{g}	gluino
W^\pm	\tilde{W}^\pm	wino	$\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$	charginos
H_1^+	\tilde{H}_1^+	higgsino		
H_2^-	\tilde{H}_2^-	higgsino		
γ	$\tilde{\gamma}$	photino	$\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$	neutralinos
Z	\tilde{Z}	zino		
H_1^0	\tilde{H}_1^0	higgsino		
H_2^0	\tilde{H}_2^0	higgsino		

Tab. 2.4: Liste des particules et superpartenaires du MSSM, avec les noms des champs superpartenaires et de l'état physique correspondant après brisure de supersymétrie. L'indice i est pour la génération fermionique.

3. SUPERSYMÉTRIE AVEC VIOLATION DU NOMBRE BARYONIQUE

I Phénoménologie

Nous allons d'emblée nous restreindre aux possibilités offertes par le collisionneur e^+e^- LEP en laissant au lecteur le soin de se reporter aux publications [28, 29] pour les phénoménologies spécifiques aux autres machines.

Dans le cadre de la supersymétrie avec violation du nombre baryonique, nous ne considérons qu'un seul terme $\lambda''_{ijk} \bar{U}_i \bar{D}_j \bar{D}_k$ non nul.

On peut avoir production de particules supersymétriques dans l'état final selon deux modes :

- Soit “en solitaire”. Dans un collisionneur e^+e^- , ce processus n'est pas possible au niveau de l'arbre pour les couplages λ'' , mais devient possible à une boucle et interfère avec les corrections radiatives électro-faibles du même ordre à la section efficace des processus QCD ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$).

Ce processus est représenté en figure 1.

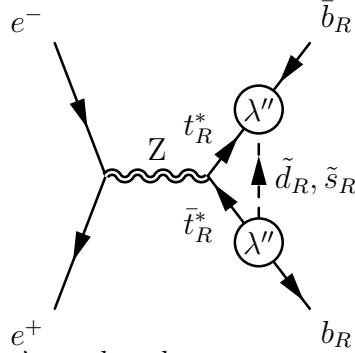


Fig. 1: Diagramme d'interférence à une boucle au processus $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ faisant apparaître un seul squark.

Dans ce diagramme et les suivants, les particules marquées d'un astérisque sont hors couche de masse.

L'estimation de ces effets sur la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$ a été faite dans [30, 31] et utilisée pour tirer une limite sur les couplages λ''_{3jk} (voir section II).

- Soit “par paires”. Dans ce cas, la R-parité n'est violée que dans la désintégration de ces particules, conduisant à des états finaux multijets. Ces processus sont

schématisés en figure 2.

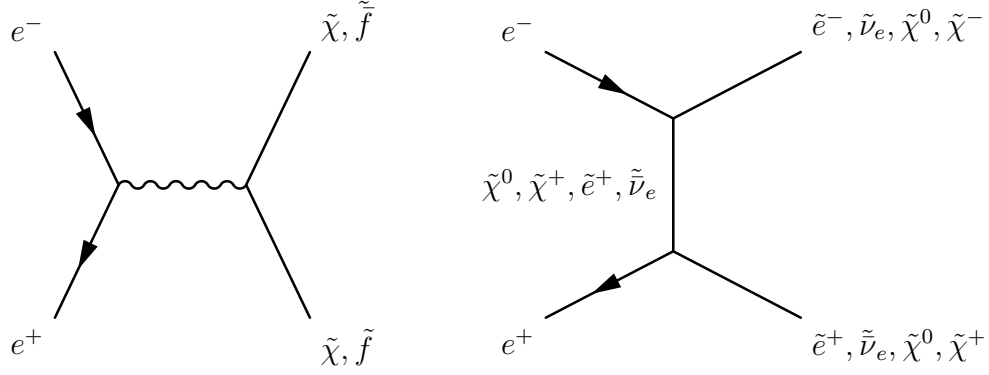


Fig. 2: Exemples de diagrammes de production de particules supersymétriques par paires.

Ce dernier mode constitue le principal objet de cette thèse et nous allons à présent énumérer les différents modes de désintégration des particules supersymétriques. Les différents modes de production par paires sont repris en détail dans le chapitre 8.

Nous commencerons par définir les désintégrations **directes** en insistant sur les largeurs typiques de ces processus, puis nous parlerons des désintégrations **indirectes** et des poids relatifs de ces deux modes pour chaque type de particule supersymétrique.

I.1 Désintégrations directes et largeurs

Nous parlons ici des désintégrations de particules supersymétriques directement en quarks et leptons, sans formation de résonance supersymétrique intermédiaire. Toute particule supersymétrique apparaissant dans un propagateur est donc purement virtuelle.

I.1.1 Les neutralinos

Les neutralinos se désintègrent directement en 3 quarks par échange d'un squark virtuel, d'après le diagramme reporté en figure 3.

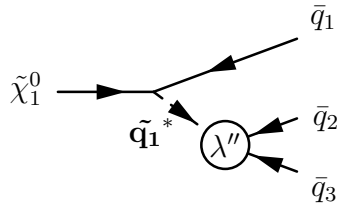


Fig. 3: Diagramme de désintégration directe de neutralino (ici, le neutralino 1)

L'énergie au centre de masse atteinte à LEP ne permettant pas la matérialisation de paires de quarks t dans l'état final, la désintégration de paires de neutralinos via un couplage λ''_{3jk} est interdite cinématiquement.

Dans les autres cas, on a une désintégration à trois corps, dont la largeur est donnée par l'expression suivante [29] :

$$\Gamma = C \lambda''^2 \frac{M_{\tilde{\chi}_1^0}^5}{M_{\tilde{q}}^4} \quad (3.1)$$

avec une dépendance quadratique dans le couplage et quartique inverse dans la masse de la particule supersymétrique au propagateur. Une simple considération dimensionnelle permet alors de retrouver la dépendance en masse de la particule mère.

Le comportement des neutralinos vis à vis de la désintégration directe dépend fortement de la composition en champs de ceux-ci. Nous allons donc faire une étude par composante, en fixant la masse du propagateur $M_{\tilde{q}}$ à 500 GeV et l'intensité du couplage λ''_{212} à 0,1.

Par la suite, nous allons également considérer la longueur de désintégration δ de la particule dans son référentiel propre. Celle-ci est liée à la largeur par la relation :

$$\delta = \frac{\hbar c}{\Gamma}$$

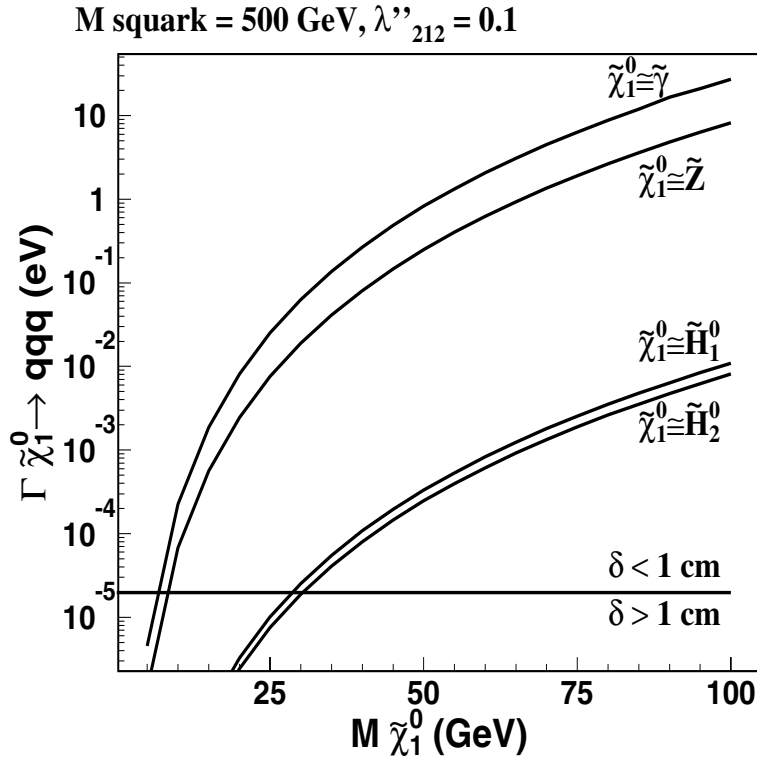


Fig. 4: Evolution des largeurs de désintégration du neutralino en fonction de sa masse, pour des champs purs.

La figure 4 représente l'évolution et l'ordre de grandeur des largeurs de désintégration du neutralino quand celui-ci est uniquement constitué d'un seul champ (champ pur). Les largeurs sont évaluées ici pour un $\tilde{\chi}_1^0$ mais sont aussi valables pour les autres neutralinos.

On remarquera en premier lieu que les largeurs ne dépassent pas la centaine d'eV, et ce quelle que soit la composante du neutralino.

- Composante photino :

Ce champ se couple électromagnétiquement aux champs singulets baryoniques \bar{U} et \bar{D} . On s'attend donc à une largeur partielle relativement élevée.

- Composante zino :

Il y a couplage via la composante (V+A) du zino. Cette composante est exactement la même que pour le boson Z, ce qui donne une largeur partielle un peu plus faible, en dessous de la largeur photino.

De manière générale, on peut dire que l'essentiel de la largeur est apportée par les composantes jauginos (photino et zino) du neutralino.

- Composantes higgsinos :

Comme les bosons de Higgs scalaires dont ils sont les superpartenaires, les higgsinos ont un couplage proportionnel à la masse du quark le plus lourd présent dans l'état final.

Comme nous n'attendons pas de quark top dans l'état final, la largeur partielle attendue est donc très très basse, de trois à quatre ordres de grandeur plus petite que la largeur du photino et inférieure à la dizaine de meV.

δ est la longueur de désintégration du $\tilde{\chi}_1^0$ estimée dans le référentiel de la particule.

On remarque que, pour des masses de higgsino inférieures à 30 GeV, et de manière générale pour des masses de neutralino inférieures à 5 GeV, cette longueur est supérieure au cm ce qui signifie que la particule se désintègre loin du vertex principal.

Dans le référentiel du laboratoire et aux énergies du LEP ($E_{\tilde{\chi}_1^0} = E_{\text{faisceau}} \sim 100$ GeV), un $\tilde{\chi}_1^0$ de masse $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 5$ GeV aura un facteur de dilatation relativiste des longueurs γ de l'ordre de 20, et la masse minimale de $\tilde{\chi}_1^0$ pour laquelle $\delta = 1$ cm dans le référentiel du laboratoire est en fait de 10 GeV.

Ceci aura des conséquences sur l'analyse (chapitre 5) et l'interprétation (voir chapitre 8).

I.1.2 Les charginos

De même que les neutralinos, les charginos se désintègrent en trois quarks par échange d'un squark virtuel.

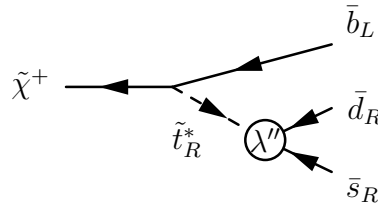


Fig. 5: Exemple de désintégration de chargino via le couplage λ_{312}''

La largeur de désintégration provient uniquement de la composante higgsino, la composante wino chargée ne se couplant pas aux superchamps singulets \bar{U} et \bar{D} . On s'attend donc à une valeur très faible de cette largeur, représentée dans la figure 6.

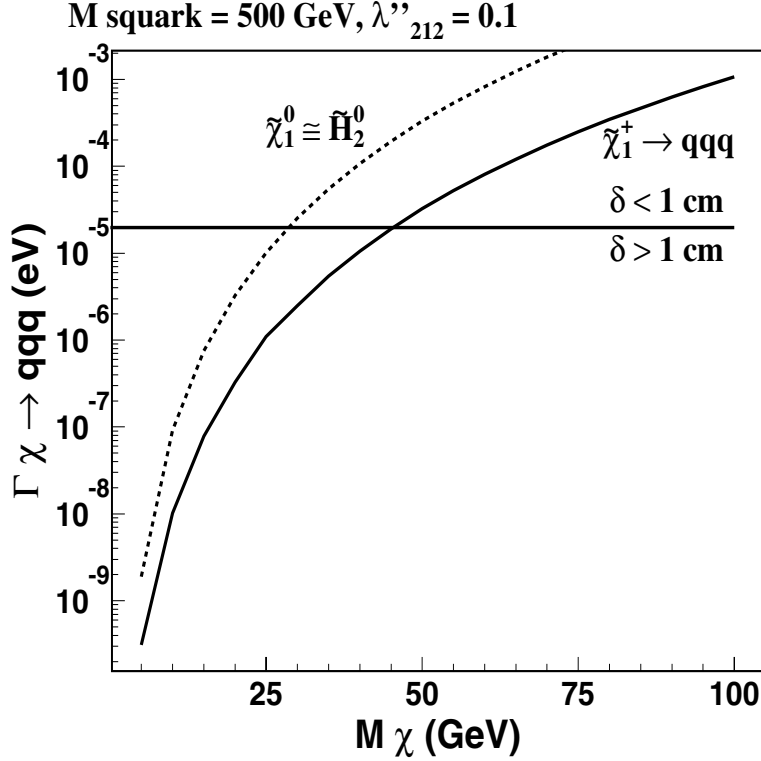


Fig. 6: Evolution de la largeur de désintégration directe du chargino en fonction de sa masse. La ligne discontinue est la largeur du deuxième higgsino neutre, représenté également dans la figure 4.

Le chargino est pris ici comme pur higgsino.

Nous observons en effet des valeurs de largeurs inférieures au meV, ce qui correspond à un vertex secondaire éloigné d'une centaine de μm au minimum (toujours dans le référentiel propre).

La largeur du chargino est un ordre de grandeur inférieure à celle du processus $\tilde{H}_2^0 \rightarrow qq\bar{q}$ (ligne discontinue), à cause de l'élément de matrice CKM $|V_{cs}|^2$ qui entre dans le couplage du higgsino chargé et qui est absent dans le couplage du higgsino neutre.

Elle est en tous cas systématiquement inférieure à la largeur de désintégration du neutralino, quelque soit sa composition.

I.1.3 Les leptons scalaires

Les sleptons ne peuvent se désintégrer en deux fermions via un couplage λ'' .

La référence [32] fait état de la désintégration directe des sleptons chargés en quatre corps via l'échange de neutralino virtuel, représentée dans le diagramme de la figure 7.

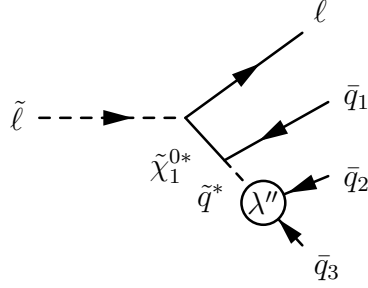


Fig. 7: Désintégration directe de sleptons chargés en quatre corps via un couplage λ'' .

Le diagramme correspondant à un échange de chargino virtuel est supprimé de la même manière que la désintégration directe de chargino (voir paragraphe précédent).

L'expression du temps de vie moyen donnée dans cette référence se convertit en une formule pour la largeur :

$$\Gamma = 6,58 \cdot 10^{-4} \lambda''^2 \left(\frac{1 \text{ TeV}}{m_{\tilde{q}}} \right)^4 \left(\frac{1 \text{ TeV}}{m_{\tilde{\gamma}}} \right)^2 \left(\frac{m_{\tilde{\ell}}}{100 \text{ GeV}} \right)^7 (\text{eV}) \quad (3.2)$$

Un balayage de l'espace des paramètres dans la région où les sleptons chargés isosingulets sont plus légers que le $\tilde{\chi}_1^0$ nous permet de constater que les largeurs obtenues sont compatibles avec une désintégration au point d'interaction.

On pourrait en déduire le même type de désintégration pour les sneutrinos, mais l'expression de la largeur n'est hélas pas disponible dans la littérature.

Le diagramme de désintégration est reproduit en figure 8.

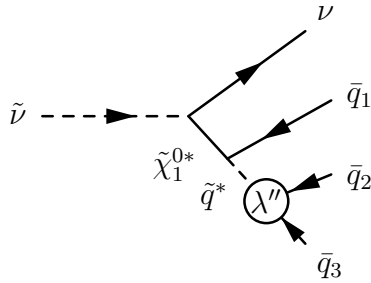


Fig. 8: Désintégration directe de sneutrino en quatre corps via un couplage λ'' .

I.1.4 Les quarks scalaires

Les squarks singulets se désintègrent en deux quarks, suivant le diagramme de la figure 9 qui est le prototype de toutes les désintégrations \mathcal{R}_p étudiées dans cette thèse.

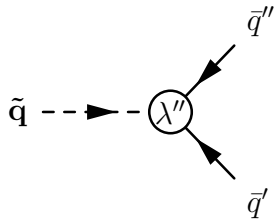


Fig. 9: Désintégration directe d'un squark isosingulet via un couplage λ'' .

Un couplage λ''_{3jk} non nul autorise la désintégration du stop en deux quarks. C'est le seul mode de désintégration de squarks possible avec ces couplages à LEP.

La largeur a l'expression suivante [29] :

$$\Gamma = \frac{\lambda''^2}{8\pi} M_{\tilde{q}} \quad (3.3)$$

et est de l'ordre de la centaine de MeV pour des squarks de moins de 100 GeV et un couplage λ'' de 0,1.

Les squarks isodoublets se désintègrent directement en quatre corps comme les sleptons, avec un diagramme supplémentaire d'interaction forte faisant intervenir un gluino virtuel (figure 10).

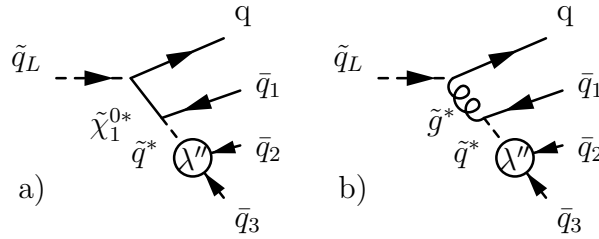


Fig. 10: Désintégration directe d'un squark isodoublet via un couplage λ'' .

La contribution du diagramme d'interaction forte devrait en principe être dominante par rapport au graphe électro-faible, mais ceci dépend du rapport des masses du gluino et du neutralino le plus léger. Cette désintégration n'est pas possible à LEP lorsque l'on a un couplage λ''_{3jk} non nul, à cause de la production de paires de quarks top.

I.2 Désintégrations indirectes et rapports d'embranchement

On parle ici des désintégrations de particules avec production intermédiaire d'une seule résonance supersymétrique, qui est nécessairement la particule supersymétrique la plus légère, ou LSP.

Cette dernière résonance subit la désintégration directe qui lui est attribuée dans la sous-section précédente.

Les contraintes cosmologiques imposant la neutralité de la LSP en charge électrique et en charge de couleur ne s'appliquent plus ici, vu que cette particule se désintègre comme toutes les autres résonances supersymétriques plus lourdes. Toute particule supersymétrique peut être LSP, aussi nous nous restreindrons dans cette section au cas où la LSP est le $\tilde{\chi}_1^0$.

Toutes les désintégrations indirectes évoquées dans cette section mettront donc en jeu un $\tilde{\chi}_1^0$.

Les rapports d'embranchement estimés ici seront ceux des processus directs :

$$\text{B.R (direct)} = \frac{\Delta\Gamma_{\text{direct}}}{\Gamma_{\text{totale}}}$$

I.2.1 Les neutralinos lourds

Ceux-ci se couplent à la LSP avec émission d'un Z réel ou virtuel selon le diagramme de la figure 11.

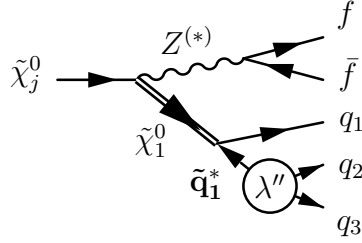


Fig. 11: Désintégration indirecte d'un neutralino lourd en deux fermions et $\tilde{\chi}_1^0$.

Il existe également un mode dit radiatif, $\tilde{\chi}_j^0 \rightarrow \gamma \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \gamma qqq$, représenté en figure 12.

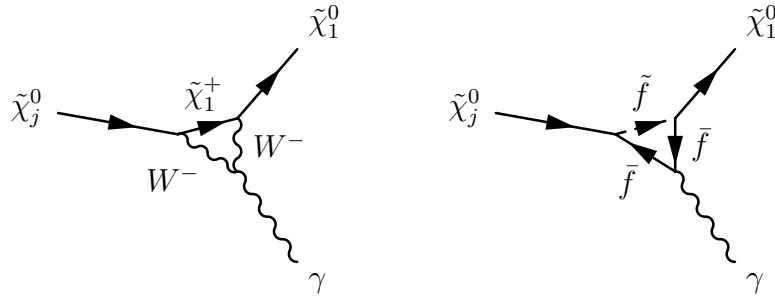


Fig. 12: Diagrammes de décroissance radiative d'un neutralino lourd vers la LSP $\tilde{\chi}_1^0$.

Quand la LSP est purement higgsino et que le neutralino lourd $\tilde{\chi}_j^0$ n'est pas higgsino, ce mode est supprimé au bénéfice des modes radiatif et \mathcal{R}_p direct $\tilde{\chi}_j^0 \rightarrow qqq$.

Les largeurs respectives de chaque mode sont représentées en fonction de la masse du neutralino lourd (ici, un $\tilde{\chi}_2^0$) dans la figure 13.

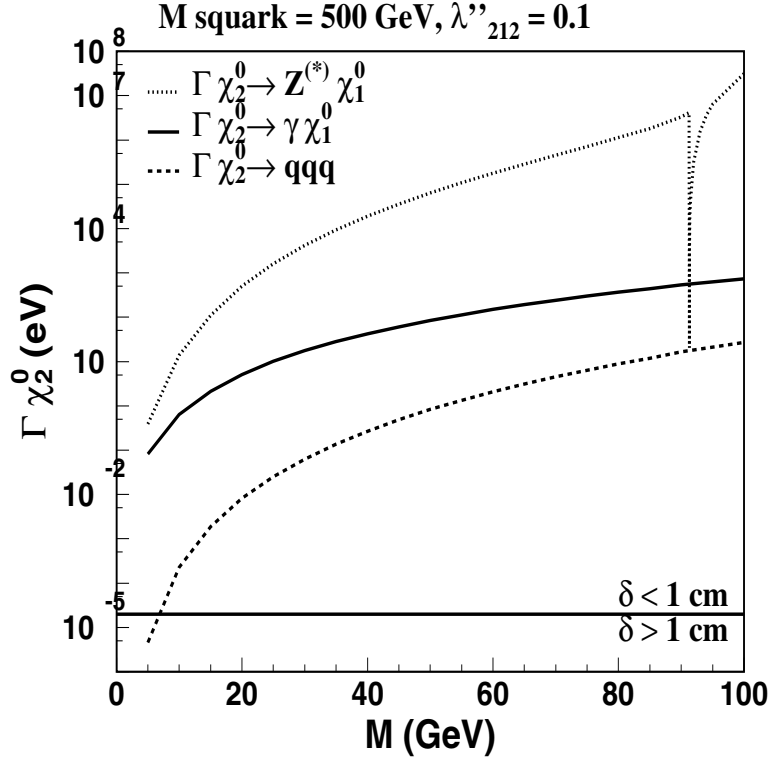


Fig. 13: Evolution des largeurs de désintégrations avec émission de Z ($\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z^{(*)}\tilde{\chi}_1^0$), radiative ($\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \gamma\tilde{\chi}_1^0$) et \mathcal{R}_p directe ($\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow qq\bar{q}$) du $\tilde{\chi}_2^0$ en fonction de sa masse.

Cette figure a été réalisée dans l'hypothèse où $\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_2^0$ sont tous les deux higgsinos et les largeurs ont été calculées pour un $\tilde{\chi}_1^0$ de masse négligeable afin de s'affranchir des effets de réduction de l'espace des phases dus à la production d'une particule massive.

On remarque la chute brutale de la largeur du processus $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z^{(*)}\tilde{\chi}_1^0$ au passage de la résonance du Z ($M_{\tilde{\chi}_2^0} = M_Z$). En dehors de cette région, celle-ci domine les deux autres. Ce canal est néanmoins supprimé dans certains cas, notamment lorsque la LSP est de type photino et le neutralino lourd considéré est de type higgsino. Dans ce cas, on voit néanmoins que la largeur radiative domine la largeur de désintégration directe, tant que l'on reste loin de la dégénérescence ($\frac{M_{\tilde{\chi}_1^0}}{M_{\tilde{\chi}_2^0}} > 0,9$).

Lorsque $\tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^0$ se rapprochent de la dégénérescence, les deux modes indirects sont supprimés à cause de la forte masse de la LSP et le mode \mathcal{R}_p direct devient enfin concurrentiel.

Ceci ne constitue qu'un cas particulier, et la plupart du temps, le rapport d'embranchement \mathcal{R}_p direct des neutralinos est négligeable.

I.2.2 Les charginos

Les charginos décroissent vers le $\tilde{\chi}_1^0$ avec émission d'un W réel ou virtuel, comme le montre le diagramme de la figure 14.

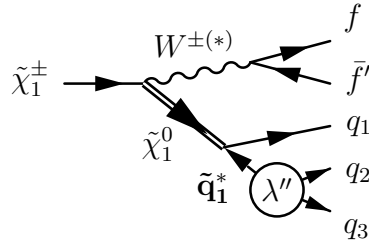


Fig. 14: Désintégration indirecte d'un chargino en deux fermions et $\tilde{\chi}_1^0$.

Les largeurs indirectes et directes sont comparées dans la figure 15.

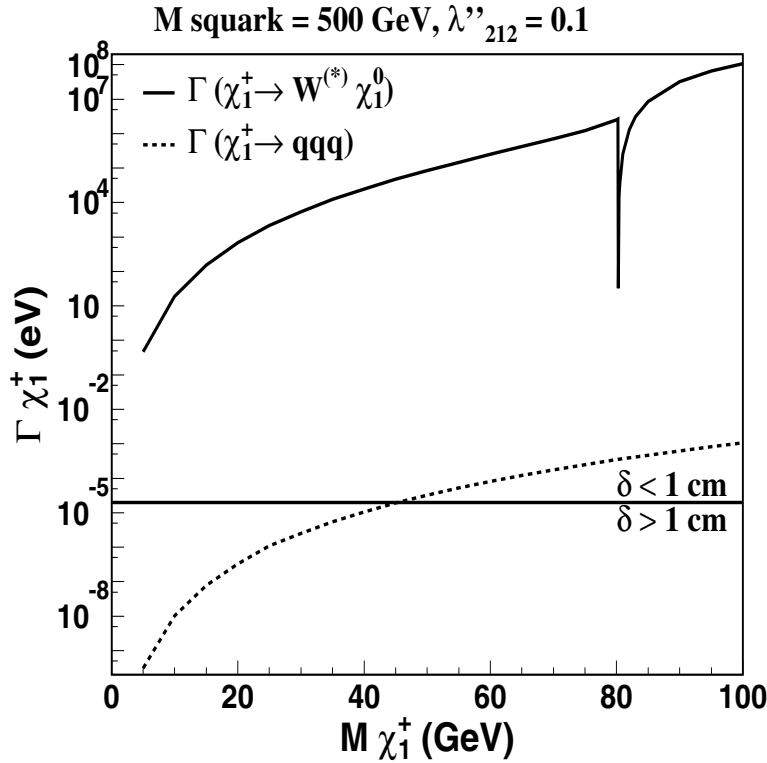


Fig. 15: Largeurs de désintégrations directes et indirectes d'un higgsino chargé exprimé en fonction de sa masse.

Nous n'avons exprimé dans cette figure que les largeurs pour un chargino purement higgsino, sachant que le wino ne peut pas se coupler aux superchamps isosingulets entrant dans le terme \mathcal{R}_p étudié.

Ici encore, le $\tilde{\chi}_1^0$ est de masse négligeable pour les mêmes raisons que pour la figure 13. Il est également higgsino pour permettre un couplage maximal au higgsino chargé.

Près de dix ordres de grandeur séparent largeur indirecte et largeur directe en faveur de la première. Lorsque le $\tilde{\chi}_1^0$ est photino, la largeur indirecte est minimale et réduite par quatre ordres de grandeur, ce qui laisse quand même un facteur 1.000.000 entre les deux largeurs. Sauf dégénérescence exacte, le rapport d'embranchement \mathcal{R}_p direct du chargino peut donc être considéré comme nul.

I.2.3 Les scalaires

Les sleptons ont exactement le même état final en désintégrations directe ($\tilde{\ell} \rightarrow \ell q q q$) et indirecte ($\tilde{\ell} \rightarrow \ell \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell q q q$). Ces deux modes ne cohabitent qu'au seuil de production du neutralino, lorsque slepton et neutralino sont exactement dégénérés en masse. Ailleurs, le rapport d'embranchement direct est nul lorsque le $\tilde{\chi}_1^0$ est plus léger que le slepton étudié et de 100 % dans la situation inverse.

Le problème du rapport d'embranchement ne se pose que pour les squarks.

Les squarks isosingulets se désintègrent **directement** en deux quarks, avec la largeur suivante [29] :

$$\Gamma = \frac{\lambda''^2}{8\pi} M_{\tilde{q}} \quad (3.4)$$

ce qui donne des largeurs typiques de l'ordre de la centaine de MeV pour $\lambda'' = 0, 1$ et une masse de squark comprise entre 10 et 100 GeV.

La désintégration indirecte $\tilde{q} \rightarrow q \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow q q q q$ a l'expression suivante :

$$\Gamma = \frac{1}{2} \alpha e_q^2 \left(1 - \frac{M_{\tilde{\chi}_1^0}}{M_{\tilde{q}}} \right)^2 M_{\tilde{q}} \quad (3.5)$$

ce qui donne le même ordre de grandeur que la largeur directe avec les mêmes paramètres, et donc des rapports d'embranchement non négligeables :

$$R = \frac{\Gamma_{direct}}{\Gamma_{total}} = \left(1 + \frac{4\pi\alpha e_q^2}{\lambda''^2} \left(1 - \frac{M_{\tilde{\chi}_1^0}}{M_{\tilde{q}}} \right)^2 \right)^{-1} \quad (3.6)$$

On notera que le rapport d'embranchement ne dépend pas, au premier ordre, de la masse du squark. Celle-ci intervient dans les corrections de largeur indirecte dues à la cinématique du neutralino.

Pour $\lambda'' = 0, 1$, le rapport R vaut au minimum 49,5% pour un squark de charge $+\frac{2}{3}$ et 19,7 % pour un squark de charge $-\frac{1}{3}$.

A cause de la suppression du mode indirect pour des raisons cinématiques, ce rapport d'embranchement est proche de 100 % pour des paires de stops produites à LEP et se désintégrant via un couplage λ''_{3jk} . Les modes indirects sont alors $\tilde{t} \rightarrow c \tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{t} \rightarrow b \tilde{\chi}_1^+$.

Les squarks isodoublets ont même état final en désintégration directe et indirecte (voir figure 10a)), le neutralino intermédiaire étant résonant dans la désintégration indirecte.

Cependant, le graphe d'échange de gluino virtuel (figure 10b)) intervient dans la désintégration directe et non dans la désintégration indirecte.

La contribution de ce diagramme dépend de la masse du gluino et détermine le rapport d'embranchement des processus directs. Elle est encore à estimer.

II Limites expérimentales et restrictions pratiques

Le Modèle Standard a jusqu'à présent été vérifié avec une grande précision (en particulier à LEP I) et la non-conservation du nombre baryonique n'a pas été constatée expérimentalement à basse énergie, ce qui impose de fortes contraintes sur des termes violant ce nombre quantique.

Nous allons discuter séparément des contraintes provenant de la stabilité du proton et celles provenant d'autres expériences ou calculs théoriques, en commençant par les premières.

II.1 La stabilité du proton

Les produits de couplages \mathcal{R}_p menant à la désintégration du proton sont représentés par les graphes de Feynman de la figure 16.

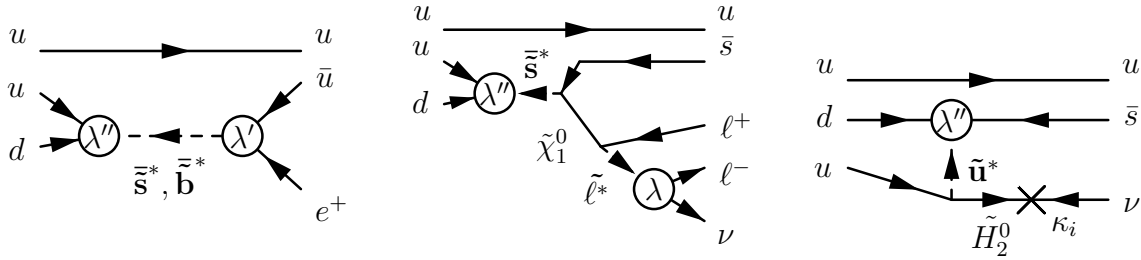


Fig. 16: Produits de termes \mathcal{R}_p conduisant à la désintégration du proton

La non-observation de désintégration de proton [33] permet de placer des limites sur tous ces produits.

De même, la présence d'un gravitino très léger ($m < M_p$) dans le cadre du modèle de brisure de supersymétrie GMSB mène au même résultat avec la désintégration du proton en kaon et gravitino [34], désintégration représentée dans la figure 17.

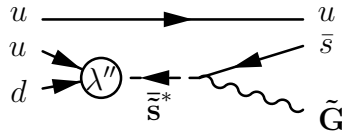


Fig. 17: désintégration du proton via un couplage λ''_{112} dans le cadre du modèle GMSB

Les contraintes résultantes sont regroupées dans la table 3.1.

Produits de couplages	contrainte	références	Modèle concerné
$\lambda'' \lambda'$ (tous)	$10^{-24} - 10^{-9}$	[35, 36]	—
$\lambda'' \lambda$ (tous)	$10^{-3} - 10^{-21}$	[37]	—
$\lambda''_{112} \kappa_i$	10^{-21}	[38]	—
λ'' (tous)	$3.10^{-7} \frac{m_{\tilde{q}}}{300 \text{ GeV}} \frac{m_{\frac{3}{2}}}{1 \text{ eV}}$	[34]	GMSB

Tab. 3.1: Contraintes provenant de la stabilité du proton.

Afin d'étudier les possibilités offertes par le MSSM avec violation du nombre baryonique tout en tenant compte de ces très fortes contraintes expérimentales, nous allons d'une part devoir nous placer dans le cadre du modèle m-SUGRA avec un gravitino massif, et d'autre part imposer la conservation du nombre leptonique.

Ceci me permet également d'annuler d'un seul coup tous les termes \mathcal{R}_p qui ne nous intéressent pas $(\lambda, \lambda', \kappa_i)$.

II.2 Limites existant sur les couplages λ''

Une fois que l'on s'est entouré des précautions théoriques nécessaires pour échapper aux contraintes provenant de la stabilité du proton, il faut considérer les limites provenant d'autres sources [28]. Le tableau qui suit résume toutes les limites existantes sur les neuf couplages et les expériences ou calculs dont elles sont issues.

$\lambda''_{i,j,k} \bar{U}_i \bar{D}_j \bar{D}_k$	valeur	expérience ou calcul
112	10^{-6}	Oscillation $n - \bar{n}$ [39]
113	10^{-4}	Double désintégration de nucléons [39]
123	1, 25	Perturbativité du couplage à M_{GUT} [39]
212	1, 25	idem
213	1, 25	idem
223	1, 25	idem
312	0, 5	Largeur hadronique du Z [30]
313	0, 5	idem
323	0, 5	idem

Tab. 3.2: Récapitulatif des meilleures limites obtenues sur les couplages individuels λ'' , obtenues avant novembre 1999.

Ce tableau est extrait de [30]. Toutes les valeurs sont des limites supérieures à 68 % de niveau de confiance, et la plupart sont établies pour une masse de squark singulet $\tilde{m} = 100$ GeV.

D'autres contraintes sur les produits de deux couplages λ'' différents proviennent de la physique du K et du B [32, 40], mais ne sont pas considérés dans cette étude où l'on ne prendra qu'un seul couplage à la fois.

Les contraintes cosmologiques issues de la baryogénèse [41] dépendent des conditions initiales de celle-ci et ne seront donc pas prises en compte. Nous reviendrons sur ces conditions en fin de chapitre.

On constate que les contraintes sur les couplages individuels sont généralement très lâches, à part celles posées sur les couplages λ''_{112} et λ''_{113} , qui sont en fait les seuls couplages accessibles aux expériences hors accélérateur.

Les contraintes provenant de la perturbativité du couplage à l'échelle de Grande Unification M_{GUT} [39] sont issues de l'évolution des couplages λ'' concernés jusqu'à $E = M_W$

par les équations du groupe de renormalisation (RGE), avec la condition initiale $\lambda''_{M_{GUT}} < 1$. Ces contraintes ne sont pas expérimentales et supposent l'Unification. Elles n'ont pas de dépendance explicite par rapport aux masses des particules supersymétriques.

Les contraintes sur les couplages λ''_{3jk} présentées ici sont celles de [30]. Ce travail a été revu et complété en novembre 1999 par O. Lebedev *et al.* [31].

En se plaçant dans l'hypothèse de squarks dégénérés en masse et non mélangés entre eux, ils ont séparé les contributions à la largeur partielle hadronique du Z provenant du MSSM canonique et celles violant la R-parité.

Ils ont montré que les corrections \mathcal{R}_p s'appliquaient essentiellement à la production de quarks droits, et se sont alors concentrés sur le processus $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b_R \bar{b}_R$.

Ils ont trouvé que, pour une masse donnée de squark, la contribution la plus importante provenait des boucles avec un quark top interne, et se sont ainsi limités aux couplages λ''_{3jk} . Confrontant leurs calculs aux données enregistrés à la résonance du Z par les expériences LEP et SLD, ils ont obtenu deux séries de résultats.

La première série provient d'une analyse classique et exclut les couplages λ''_{313} et λ''_{323} à 95 % de niveau de confiance et le couplage λ''_{312} à 68 % de niveau de confiance.

La deuxième analyse est bayésienne et suppose que la violation de la R-parité est vraie. Elle donne des contraintes relativement faibles sur les couplages λ''_{3jk} . Cependant, les probabilités associées à ces contraintes sont relativement faible (3.7% à 68 % de niveau de confiance), confirmant le fait que les déviations des données et celle des corrections \mathcal{R}_p par rapport aux prédictions du Modèle Standard vont dans deux directions opposées.

Il est intéressant de noter que les contributions des boucles faisant intervenir les autres couplages λ'' ne représentent que 10 % des corrections de boucles avec les couplages λ''_{3jk} , mais que les corrections apportées par les couplages λ'' vont toutes dans le même sens. Si les corrections résiduelles du MSSM canonique au processus $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b_R \bar{b}_R$ demeurent négligeables face aux corrections induites par les couplages λ''_{1jk} et λ''_{2jk} , ces deux types de couplages sont alors exclus de la même manière que les couplages λ''_{3jk} .

Ces nouvelles limites sont arrivées trop tardivement pour être appliquées dans cette étude et ne seront donc pas considérées par la suite.

III Quelques mots de baryogénèse

La supersymétrie est généralement bien appréciée des cosmologistes car elle leur fournit un bon candidat naturel pour la matière noire peuplant les halos galactiques, matière ne se manifestant qu'indirectement par des effets gravitationnels.

Ceci n'est toutefois vrai que si l'on suppose que la R-parité est conservée et la LSP stable, ce qui n'est plus du tout le cas ici.

Toutefois, le fait que le nombre baryonique soit naturellement violé au niveau de l'arbre par les couplages λ'' offre des perspectives intéressantes au niveau de la baryogénèse.

Nous allons donc rappeler brièvement dans le paragraphe suivant les faits et les conditions requises pour réaliser celle-ci.

III.1 Les conditions de Sakharov

L'un des défis de la cosmologie et de la physique des particules est de comprendre l'origine et la valeur du rapport $\frac{N_B - N_{\bar{B}}}{N_\gamma}$, où $N_B, N_{\bar{B}}$ et N_γ sont respectivement le nombre de baryons, d'antibaryons et de photons dans l'Univers actuel. Ce rapport décrit l'excès de matière sur l'anti-matière qui nous permet d'en témoigner aujourd'hui.

Les conditions générales pour créer de la matière hadronique ont été résumées par Sakharov [42] et sont les suivantes :

- violation du nombre baryonique B.
- violation de C et de CP.
- découplage de l'équilibre thermique.

La première condition permet de générer un excès de baryons et d'antibaryons, la deuxième assure la prééminence de la matière sur l'antimatière et la dernière assure le maintien de cette asymétrie en la "gelant", c'est à dire en la faisant évoluer différemment de l'Univers alors en pleine expansion.

Le Modèle Standard et son extension supersymétrique minimale remplissent tous les deux les deux premières conditions, la violation de B étant due aux anomalies de Bell–Jackiw [43].

La dernière condition peut être remplie, dans le cadre d'une baryogénèse à basse énergie, par la transition de phase électro-faible [44]. Cette transition doit toutefois être fortement de premier ordre pour permettre le découplage de l'équilibre thermique, ce qui contraint fortement les scénarios envisagés. A l'heure actuelle, les scénarios de baryogénèse à la transition électro-faible ne peuvent plus se réaliser dans le cadre du MS, car la masse du boson de Higgs demandée ($M_H < 42 GeV$, [46]) est exclue par les recherches directes à LEP [44]. Les scénarios de baryogénèse électro-faible dans le cadre du MSSM ont légèrement plus de marge de liberté [44], mais sont mises en difficulté par l'amélioration des limites sur les bosons de Higgs [45].

Dans le cadre du MSSM avec \mathcal{B} , la violation de B intervient au niveau de l'arbre dans les désintégrations des particules supersymétriques. Ces processus de désintégration peuvent remplir la condition de découplage de l'équilibre thermique si leur taux est plus faible que le taux d'expansion de l'univers au moment où elles se produisent [46].

Cela semble possible avec le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, et la référence [47] décrit un scénario simple de baryogénèse dans l'hypothèse de supersymétrie avec violation du nombre baryonique.

Cependant, il faut pouvoir conserver cette assymétrie baryonique, et les transitions anormales évoquées plus haut, qui portent également le nom de sphalerons [48], auront tendance à ramener le système à l'équilibre et effacer toute production excessive de baryons due à un autre processus violant également le nombre baryonique.

La présence de sphalerons au moment de la baryogénèse dans le cadre du MSSM avec R-parité violée impose de fortes contraintes sur les couplages [41] : $\lambda, \lambda', \lambda'' < 10^{-7}$.

Ces contraintes ne sont plus valides lorsque les sphalerons sont fortement supprimés, comme c'est le cas à basse énergie ($T = \mathcal{O}(100)$ GeV).

La baryogénèse est donc possible dans le cadre du MSSM avec violation du nombre baryonique à condition que les particules supersymétriques mises en jeu soit relativement légères (afin d'éliminer les contraintes dues aux sphalerons) et aient un taux de désintégration plus faible que le taux d'expansion de l'Univers afin de conserver l'excès crée de matière baryonique.

Ces hypothèses sont compatibles avec la production de telles particules en collisionneur et avec l'observation de leur désintégration dans le détecteur, ce qui constitue une motivation supplémentaire pour ce travail de thèse.

4. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

I Le LEP au CERN

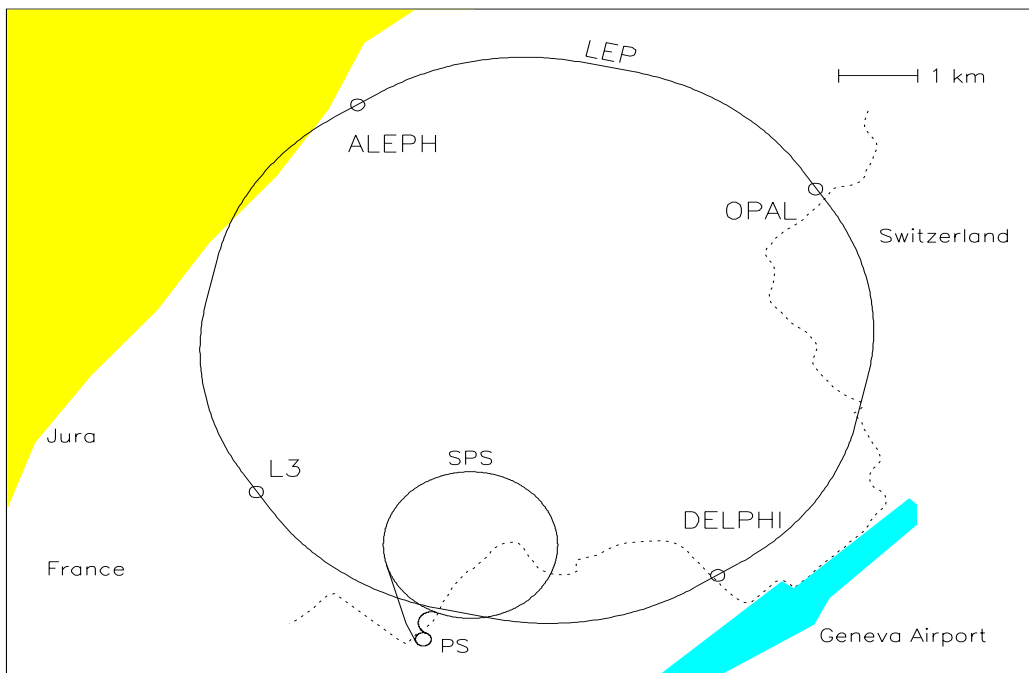


Fig. 1: Localisation schématique du collisionneur LEP.

Le LEP (Large Electron-Positron collider) est un collisionneur d'électrons et de positons souterrain installé à la frontière franco-suisse entre le massif du Jura et l'aéroport de Genève (figure 1).

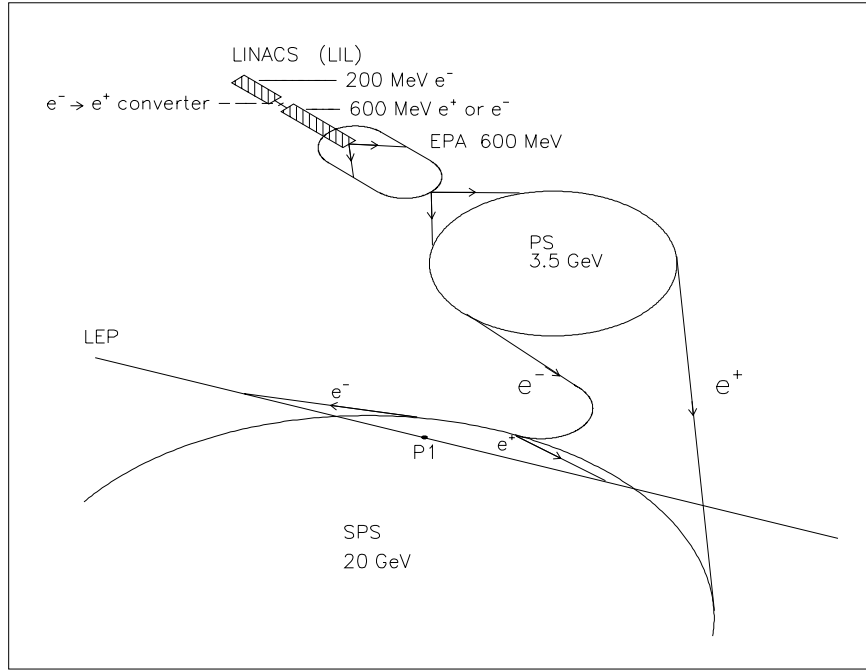


Fig. 2: Détails du système d'injection et des deux premiers anneaux d'accélération du LEP.

Les faisceaux d'électrons et de positons sont issus d'un premier accélérateur linéaire, le LIL (ou LEP Injector Linac), localisé en haut de la figure 2. Les positons sont obtenus par conversion d'une partie du faisceau d'électrons sur une cible fixe. Les deux faisceaux sont ensuite injectés dans un anneau de stockage (EPA ou Electron Positron Accumulator) à une énergie de 600 MeV. Une fois accumulée une intensité suffisante, les faisceaux sont injectés dans un premier anneau d'accélération, le PS (Proton Synchrotron), où ils acquièrent progressivement une énergie de 3,5 GeV. A ce moment, ils sont transmis à un deuxième anneau d'accélération, le SPS (Super Proton Synchrotron), où ils sont graduellement accélérés jusqu'à une énergie de 22 GeV [49] avant d'être finalement injectés dans le LEP.

Le LEP est à la fois un anneau d'accélération où les leptons sont portés de 22 GeV jusqu'à l'énergie nominale de collision, et un collisionneur comportant quatre points d'interaction chacun occupé par une expérience de physique des particules : L3, ALEPH, OPAL et DELPHI (figure 1). Les anneaux d'accélération ont successivement des dimensions plus importantes afin de réduire les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron. PS et SPS sont deux accélérateurs préexistants (collisionneurs proton-antiproton) qui servent également pour des expériences de physique d'ions lourds et des expériences sur cibles fixes.

Le dernier anneau, le LEP, a une circonférence de 27 km.

Les faisceaux de leptons sont maintenus en orbite par un champ magnétique délivré par des aimants de courbure. Un ensemble de cavités radiofréquences (RF) en cuivre, complémenté par des cavités supraconductrices au niobium [50] permettent d'augmenter

l'énergie du faisceau.

En 1999, le dispositif radiofréquence comprenait 48 cavités de cuivre, 16 cavités de niobium pur et 272 cavités de cuivre recouvertes d'un film de niobium, et a permis en août d'atteindre 100 GeV par faisceau [51].

II L'expérience L3

II.1 Principes et performances des éléments du détecteur

L'expérience L3 [52] est installée au point 2 de l'anneau de collision LEP, à 50 m sous terre à Saint Genis-Pouilly, en France (voir figure 1).

Le détecteur, représenté dans la figure 3, est soutenu par un tube support de 32 m de long et 4,45 m de diamètre.

Le détecteur possède une symétrie cylindrique par rapport à l'axe du faisceau, qui sera défini comme axe z . La direction de cet axe est donnée par le faisceau d'électrons (e^-) sur la figure 3. L'axe x pointe vers le fond de la figure et le centre du LEP et l'axe y est dirigé vers le haut de la figure.

Sur cette même figure, θ croît de z vers y et ϕ de x vers y dans un plan orthogonal à cette vue.

Le détecteur L3 est constitué d'une superposition de sous-détecteurs spécialisés, centrés sur le point d'interaction (IP). Ces systèmes sont les suivants :

- Les détecteurs de traces centraux
- Le calorimètre électromagnétique
- Les compteurs à scintillation
- Le calorimètre hadronique
- Les chambres à muons
- Le luminomètre et les détecteurs frontaux.

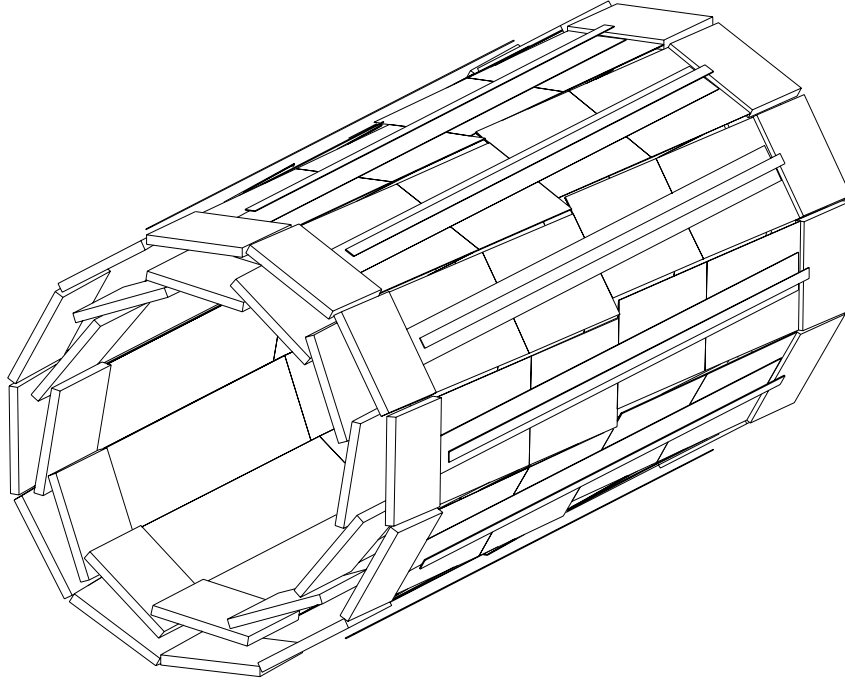
L'ensemble des sous-détecteurs est enfermé dans un aimant solénoïdal de 7800 t, 11,9 m de longueur et 7,9 m de rayon externe et produisant un champ magnétique de 0,5 Tesla au point d'interaction. Deux bobines toroïdales installées à l'avant et l'arrière du solénoïde fournissent un champ complémentaire de 1,2 Tesla.

Nous allons décrire à présent les différents systèmes énumérés dans le paragraphe précédent, en insistant sur les résolutions et les couvertures angulaires de ceux-ci. A cause de la symétrie cylindrique du détecteur L3, nous donnerons les couvertures angulaires respectives en valeurs de $|\cos(\theta)|$.

The diagram illustrates the L3 detector layout. The central region features a central core with components labeled HC1, HC2, BGO, TEC, and SMD. Surrounding this core are the Calorimètre Hadronique and Filtre à muons. The central region is flanked by two sets of muon chambers (Chambres à muons) with dimensions 5425, 4010, and 2530. The endcap regions also contain muon chambers and RPCs. The detector is supported by a large structure (Support de l'aimant) and a tube support (Tube support). The overall dimensions are 8235 and 14 180 mm. The detector is labeled L3 in the top right corner.

Fig. 3: Vue en coupe longitudinale du détecteur L3.

II.1.1 Les détecteurs de traces centraux

Le détecteur de micro-vertex. (ou SMD)*Fig. 4: Vue en perspective du SMD.*

Ce détecteur [53] représenté en figure 4 est le plus proche du point d'interaction.

Il est sensible aux particules chargées et permet de mesurer les premiers points des traces qui se développent dans les chambres à traces centrales. Les informations combinées des deux types de détecteur permettront de reconstruire les vertex primaire et secondaires de l'événement.

Le vertex primaire est le point de collision initial, et les vertex secondaires sont la signature de particules métastables formées lors de la collision initiale et se désintégrant tardivement, comme les mésons beaux.

Ce détecteur est indispensable pour l'identification de quarks b dont dépend la recherche du boson de Higgs.

Ce détecteur est composé de micro-bandes de silicium (70 mm de long pour 40 mm de large), assemblées sur les deux faces de deux cylindres concentriques de 6 et 8 cm de rayon respectivement.

La résolution de cet appareil est de $7 \mu\text{m}$ dans le plan $r - \phi$ et $14,3 \mu\text{m}$ suivant l'axe du faisceau.

Sa couverture angulaire est de $|\cos(\theta)| < 0,93$, et son opacité est de moins de 0,012 longueur de radiation (ou X_0).

Les chambres à traces internes.

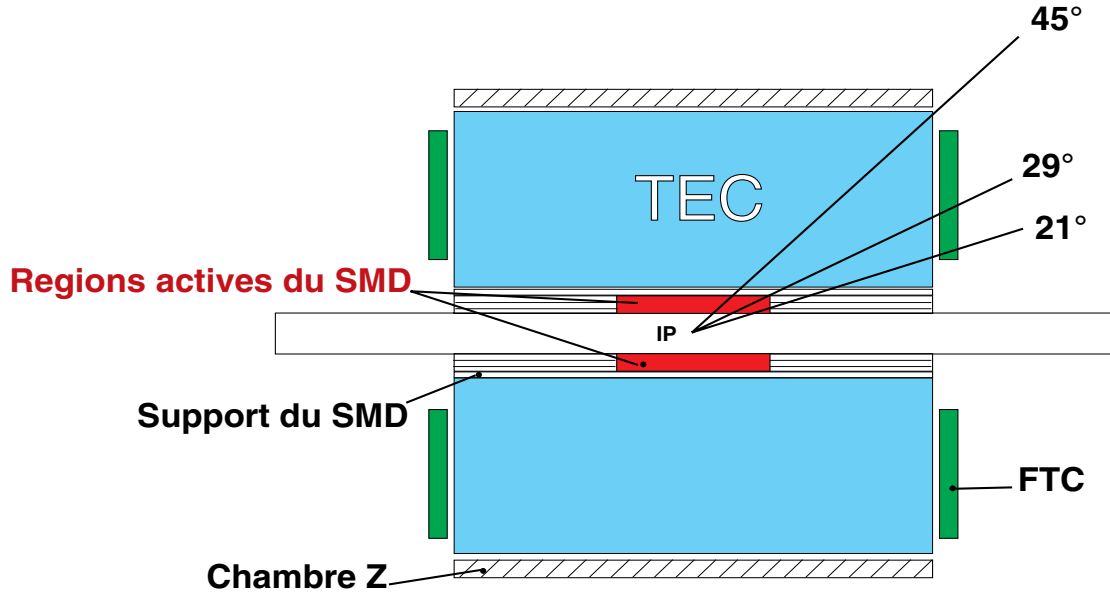


Fig. 5: Représentation du système complet de mesures de traces, incluant le SMD.

Cet ensemble schématisé en figure 5 est constitué de trois systèmes de chambres à traces installées autour du SMD :

- deux chambres à dérive fonctionnant en mode d'expansion temporelle [52] (ou TEC).
- deux chambres proportionnelles concentriques externes [54] (ou chambres Z), utilisées en complément de la TEC pour améliorer la reconstruction de la trace suivant la direction de l'axe z.
- deux chambres à dérive frontales (ou FTC) pour améliorer la couverture angulaire du système.

Ce système a pour but de mesurer précisément le passage des particules chargées sans les stopper. L'ensemble (SMD + TEC + chambres Z) a une opacité de $0,1 X_0$.

Le principe de détection est le même pour chacune : une particule chargée traversant une chambre ionise le gaz qu'elle contient. Les électrons d'ionisation dérivent lentement par l'action d'un champ électrique et sont collectés à l'anode, permettant la reconstruction de la trajectoire de la particule grâce à la mesure de leur temps de dérive.

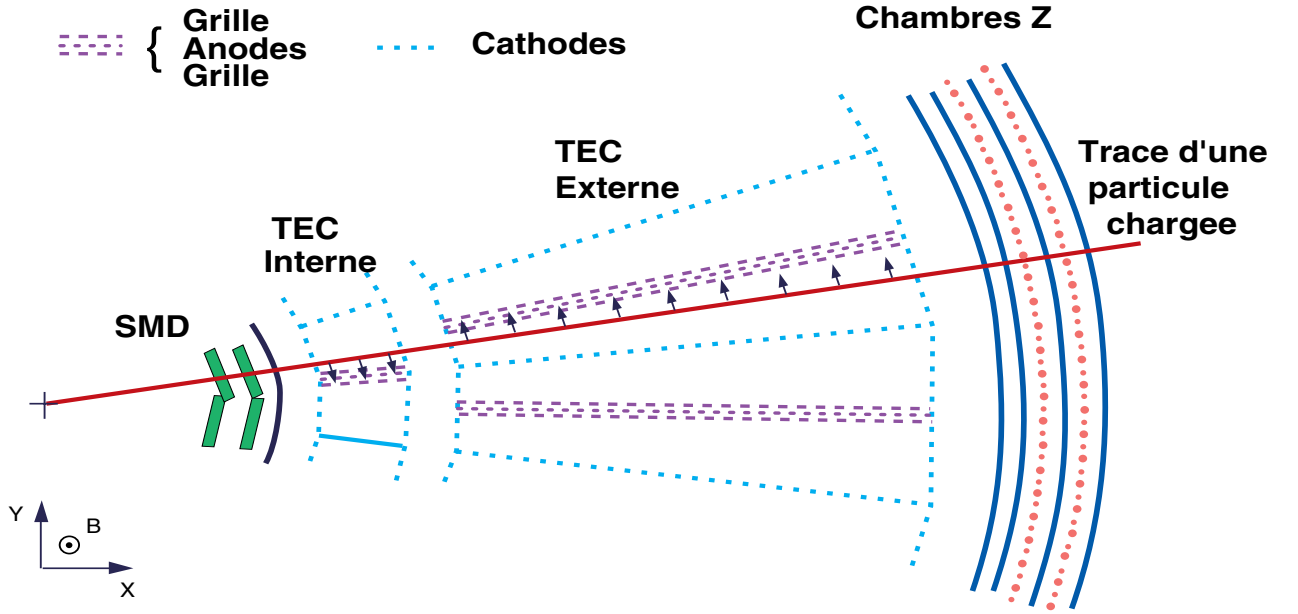


Fig. 6: Passage et reconstruction d'une particule chargée dans les détecteurs centraux de L3.

La figure 6 illustre le passage d'une particule chargée dans les chambres à traces centrales et comment elle est reconstruite par ces systèmes.

La couverture angulaire des chambres à traces est de $|\cos(\theta)| < 0,97$, sachant toutefois que la qualité de la trace se dégrade sensiblement pour $|\cos(\theta)| > 0,74$.

La particule ne touche plus alors qu'un nombre réduit de fils, donnant des traces de plus en plus courtes alors que $|\cos(\theta)|$ tend vers 0,97.

La résolution du système complet (avec le SMD) est de $6 \mu m$ dans le plan $r - \phi$, et $20 \mu m$ suivant l'axe z , correspondant à une résolution angulaire $\Delta\theta = 0,3 \text{ mrad}$ et $\Delta\phi = 1,0 \text{ mrad}$.

Compte tenu de l'intensité du champ magnétique de L3, la mesure de l'impulsion transverse de la trace (ou rayon de courbure) p_t a la résolution suivante :

$$\frac{\Delta p_t}{p_t} = 0,01 \left(\frac{p_t}{1 \text{ GeV}} \right) \% \quad (4.1)$$

II.1.2 Le calorimètre électromagnétique BGO (ou ECAL)

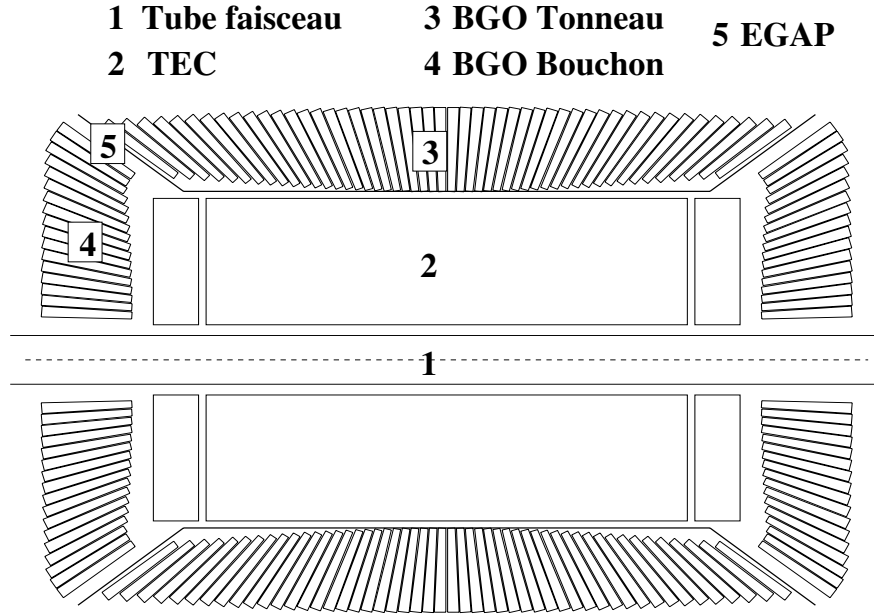


Fig. 7: Vue en coupe du BGO par rapport aux éléments centraux de l'expérience L3.

Le calorimètre électromagnétique principal représenté en figure 7 est constitué d'un assemblage d'environ 11000 cristaux de Germanate de Bismuth [52] (BiGe_2O_4 d'où le nom de BGO). On discerne deux parties, comme pour la plupart des détecteurs décrits dans ce chapitre :

- Le tonneau, qui couvre la région $|\cos(\theta)| < 0,74$.
- Les bouchons, qui couvrent la région $0,80 < |\cos(\theta)| < 0,985$.

Electrons et photons vont interagir avec la matière du cristal qui va émettre des photons d'excitation.

Ces photons diffusent alors jusqu'à la base du cristal où ils sont collectés par des photodiodes, peu sensibles au champ magnétique de l'expérience.

Les propriétés physiques de ce matériau autorisent une excellente résolution en énergie pour des e^+ , e^- et des γ allant de la centaine de MeV à la centaine de GeV.

Cette résolution est décrite par la formule suivante :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left(\frac{2,8}{\sqrt{\frac{E}{1 \text{ GeV}}}} \oplus 0,4 \oplus \frac{0,0008}{\frac{E}{1 \text{ GeV}}} \right) \% \quad (4.2)$$

où les deux premiers termes correspondent à la résolution du détecteur et le dernier au bruit électronique.

La section d'entrée de chaque cristal est de 2 cm x 2 cm, permettant une résolution angulaire [55] de :

$$\delta\theta, \delta\phi = \left(\frac{6,0}{\sqrt{\frac{E}{1 \text{ GeV}}}} \oplus 0,3 \right) \text{ mrad}$$

II.1.3 Le EGAP

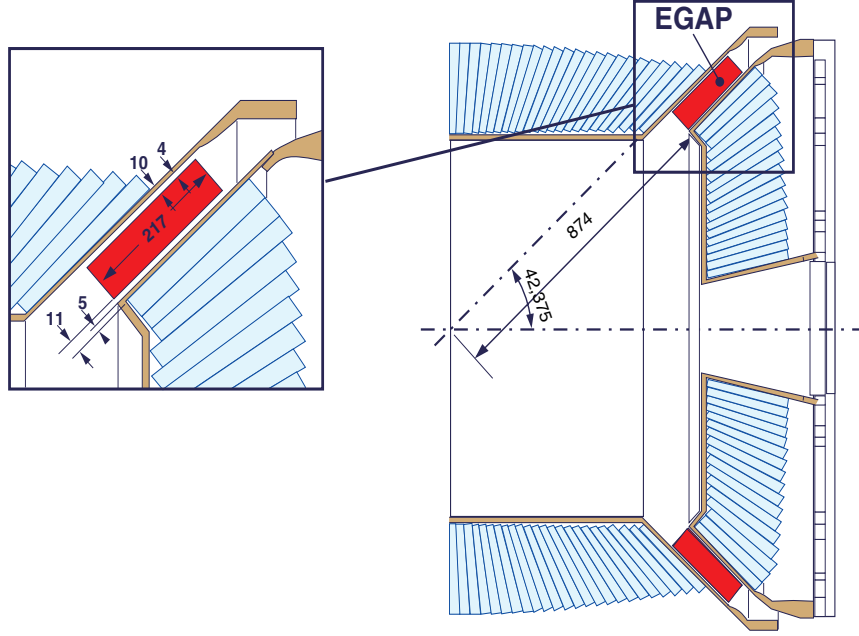


Fig. 8: Insertion de l'EGAP entre le tonneau et le bouchon du BGO.

Ce calorimètre électromagnétique [56] est constitué de briques de plomb (milieu absorbant) serti de fibres optiques scintillantes pour la collection du signal, selon la technologie dite “**Spaghetti Calorimeter**” ou SpaCal.

Nous avons ici 96 briques réparties en deux couronnes s'insérant dans la région angulaire $0,74 < |\cos(\theta)| < 0,80$, entre les parties latérales et frontales du BGO, comme illustré en figure 8.

Afin de limiter les zones mortes, chaque brique est légèrement dépointée de la direction du point d'interaction.

La résolution en énergie atteinte est la suivante [56] :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = (2,3 \pm 0,6 \oplus \frac{11,6 \pm 1,3}{\sqrt{\frac{E}{1 \text{ GeV}}}}) \% \quad (4.3)$$

pour une particule frappant le milieu d'une brique en incidence perpendiculaire.

II.1.4 Les compteurs à scintillation

Ces scintillateurs plastiques [52] sont installés entre le ECAL et le calorimètre hadronique afin de rejeter les muons cosmiques.

On peut voir leur localisation dans la figure 9.

Ils couvrent la région angulaire $|\cos \theta| < 0,90$ et leur résolution temporelle est inférieure à la nanoseconde, à comparer avec les 5,8 ns de temps de vol d'un muon cosmique entre deux plans de compteurs symétriques par rapport au point d'interaction.

II.1.5 Le calorimètre hadronique (ou HCAL)

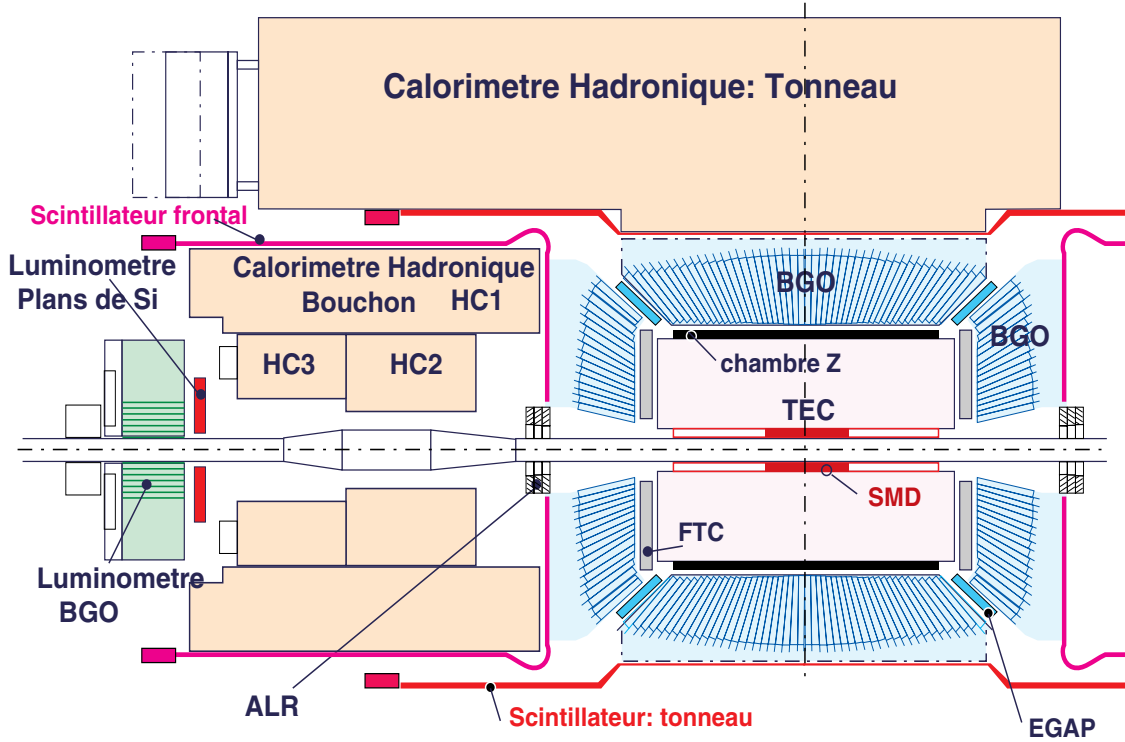


Fig. 9: Positionnement du calorimètre hadronique dans l'expérience L3.

Ce calorimètre à échantillonnage illustré en figure 9 est complémentaire des calorimètres électromagnétiques pour la mesure de l'énergie des événements hadroniques.

Tout comme l'ECAL, il est constitué d'une partie tonneau et de deux parties frontales. Contrairement à ce dernier, ces trois parties se recouvrent mutuellement, permettant une couverture intégrale de la région angulaire $|\cos \theta| < 0,995$.

Les trois parties sont constituées d'empilements de plaques d'uranium appauvri (milieu absorbant) et de 7968 chambres à fils pour la collection du signal.

La résolution en énergie de l'ensemble est estimée à :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left(\frac{55}{\sqrt{\frac{E}{1 \text{ GeV}}}} \oplus 5 \right) \% \quad (4.4)$$

Les chambres à fils totalisent 370.000 fils, qui sont regroupés en 3960 tours, donnant une résolution spatiale de $\delta\theta$, $\delta\phi = 2^\circ$.

Le HCAL est complété par un filtre à muons, placé avant les chambres à muons sur la figure 3 et qui augmente son pouvoir de séparation hadrons/muons.

II.1.6 Les chambres à muons (ou MUCH)

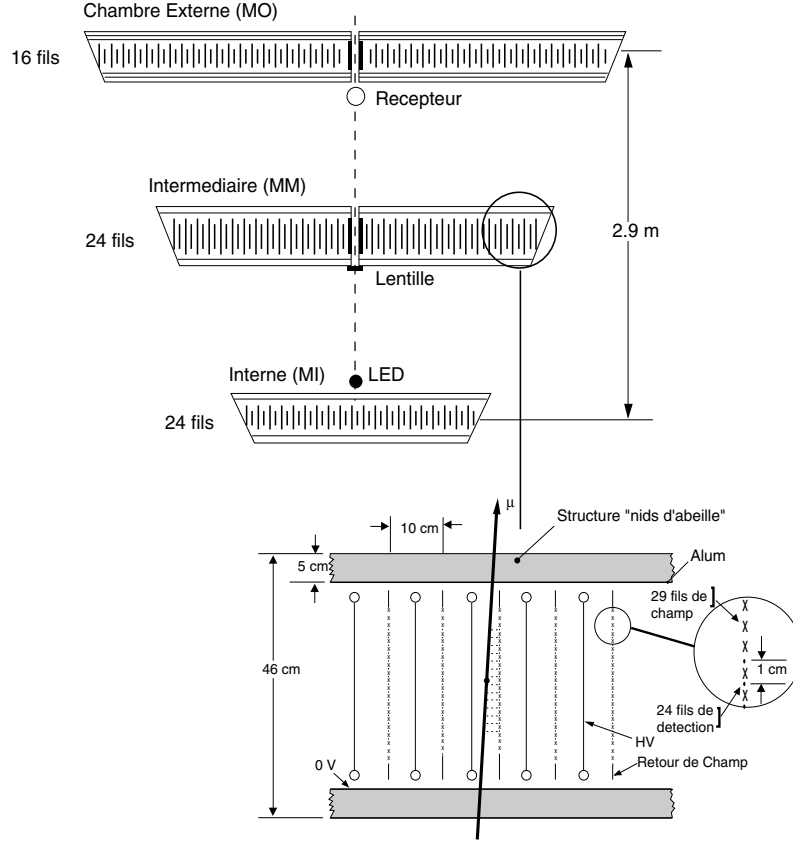


Fig. 10: Présentation des chambres à muons de L3.

Les chambres à muons constituent deux systèmes :

- Le tonneau [52, 57]

Il est formé de deux ensembles de huit octants chacun.

D'après la figure 10, chaque octant contient trois plans de chambres à dérives, trois plans de chambres P (mesure en xy) et quatre plans de chambres Z (mesure en rz, localisées sur les deux faces des chambres P interne et externe).

La couverture angulaire est de $|\cos(\theta)| < 0,72$ (pour trois chambres) ou $|\cos(\theta)| < 0,82$ (pour deux chambres seulement).

La résolution obtenue sur l'impulsion des muons mesurés avec trois chambres est de :

$$\frac{\Delta p}{p} = (2,50 \pm 0,04)\%$$

pour $p_\mu = 45 \text{ GeV}/c$

- Les chambres frontales [58]

Elles sont montées sur les portes de l’aimant principal qui ferment le volume de détection de l’expérience (voir figure 3). Elles comportent également trois plans de chambres à dérive doublées de chambres à plaques résistantes (RPC) et portent la couverture angulaire de l’ensemble à $|\cos(\theta)| < 0,91$. La résolution obtenue sur l’impulsion des muons mesurés varie en fonction de θ de 5 % pour $|\cos \theta| = 0,72$ à 31 % pour $|\cos \theta| = 0,91$, avec $p_\mu = 45 \text{ GeV}/c$.

II.1.7 Le luminomètre et les détecteurs frontaux

Ces détecteurs sont situés très près du tube faisceau ($|\cos \theta| > 0.98$).

Le luminomètre.

Le luminomètre [59] est installé à 2,65 m du point d’interaction, de part et d’autre du détecteur L3 (voir figure 3).

Chacun des deux sous-systèmes est composé d’une matrice de cristaux de BGO en forme de couronne cylindrique, représentée au sommet de la figure 11, entourant le tube à vide dans lequel circulent les faisceaux.

Quatre plans de silicium dédiés à la reconstruction de la trajectoire des électrons complètent l’ensemble (en bas de la figure 11).

Il a pour but principal la mesure de la luminosité en enregistrant les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ se produisant à très bas angle, processus dont la section efficace est très bien connue théoriquement.

Grâce à ce système, la luminosité est connue à mieux de 0,15% [59].

Les autres détecteurs frontaux.

Les anneaux en Plomb instrumenté (ou ALR) [60].

Ces anneaux sont constitués d’une superposition de couches de plomb et de scintillateurs plastique, couvrant la région $0,988 < |\cos(\theta)| < 0,998$ symétriquement par rapport au point d’interaction (figure 9).

Le détecteur à très bas angle (ou VSAT) [61].

Ce détecteur est situé à incidence rasante du tube faisceau, à 8,17 m de part et d’autre du point d’interaction et est constitué de 2 x 2 boîtes contenant 24 cristaux de BGO chacune.

Chaque jeu de boîtes est localisé derrière le premier aimant quadrupolaire servant à la focalisation du faisceau dans le plan vertical. Les boîtes sont donc installées dans le plan horizontal afin de pouvoir capturer les électrons émis à très bas angle dans les collisions “photon–photon”. Elles ont pour acceptance moyenne $\Delta\theta = 5 \text{ mrad}$ et $\Delta\phi = 1 \text{ rad}$.

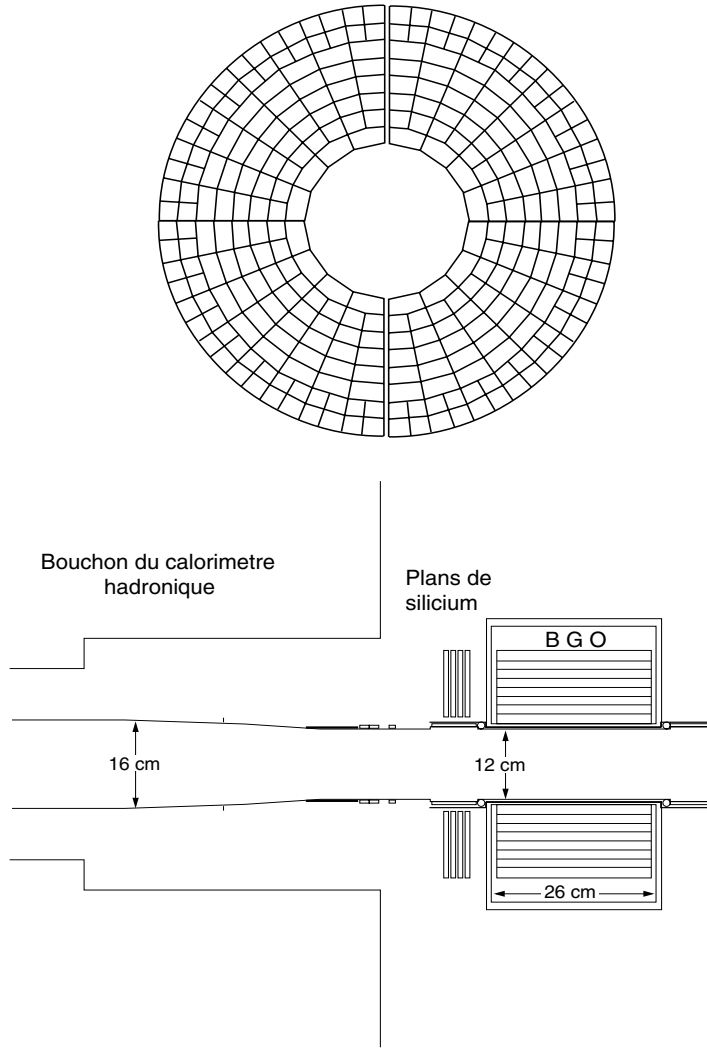


Fig. 11: Présentation d'un côté du luminomètre de L3. Le centre de l'expérience et les autres détecteurs sont vers la gauche (les bouchons du HCAL entre autres).

II.2 Le système de déclenchement

Chaque croisement de faisceau (toutes les $22 \mu s$) donne lieu à deux séries de mesures en parallèle : une série regroupant l'ensemble des mesures effectuées par la totalité des systèmes de L3 et une série utilisant juste un échantillon de ces informations.

Cette seconde série, appelée “données déclenchement” dans la figure 12, représente en quelque sorte la carte d'identité de l'événement, puisque c'est elle qui permettra de prendre la décision de numériser ou non cet événement.

Le système de déclenchement traite les deux échantillons d'informations, leur faisant passer trois séries de tests éliminatoires de plus en plus précis.

Ces séries de tests constituent les trois niveaux de déclenchement de L3, représentés sur la figure 12, issue de [62].

Le premier niveau est le simple .OU. logique des conditions de déclenchement de la TEC, des calorimètres (ECAL,HCAL,LUMI) des scintillateurs et des chambres à muons.

Cette simple combinaison permet de passer d'un taux de déclenchement de 45 KHz (fréquence des croisement de faisceaux) à une vingtaine de Hz.

Tous les systèmes d'acquisition sont réinitialisés si la décision du niveau 1 est négative. Sinon, les données sont numérisées et l'analyse se poursuit.

Le deuxième niveau de déclenchement [62,63] mémorise et assemble les différentes données de déclenchement. Enfin, il traite ces données et prend une décision.

Il réduit davantage le bruit de fond, diminuant la fréquence de déclenchement d'un facteur 2. Le traitement des données est arrêté et les mémoires réinitialisées en cas de réponse négative du niveau 2. Sinon, l'ensemble des données est assemblé avec l'information de déclenchement traitée par le niveau 2.

Le niveau 3 [64] dispose alors des informations complètes (données et déclenchement) pour décider de garder ou non l'événement en mémoire. Le taux final d'événement de physique conservés est de 5 Hz.

Un événement sélectionné par le système de déclenchement est transféré vers une machine VAX 7600 où il sera enregistré sur disque et transféré vers la ferme d'analyse.

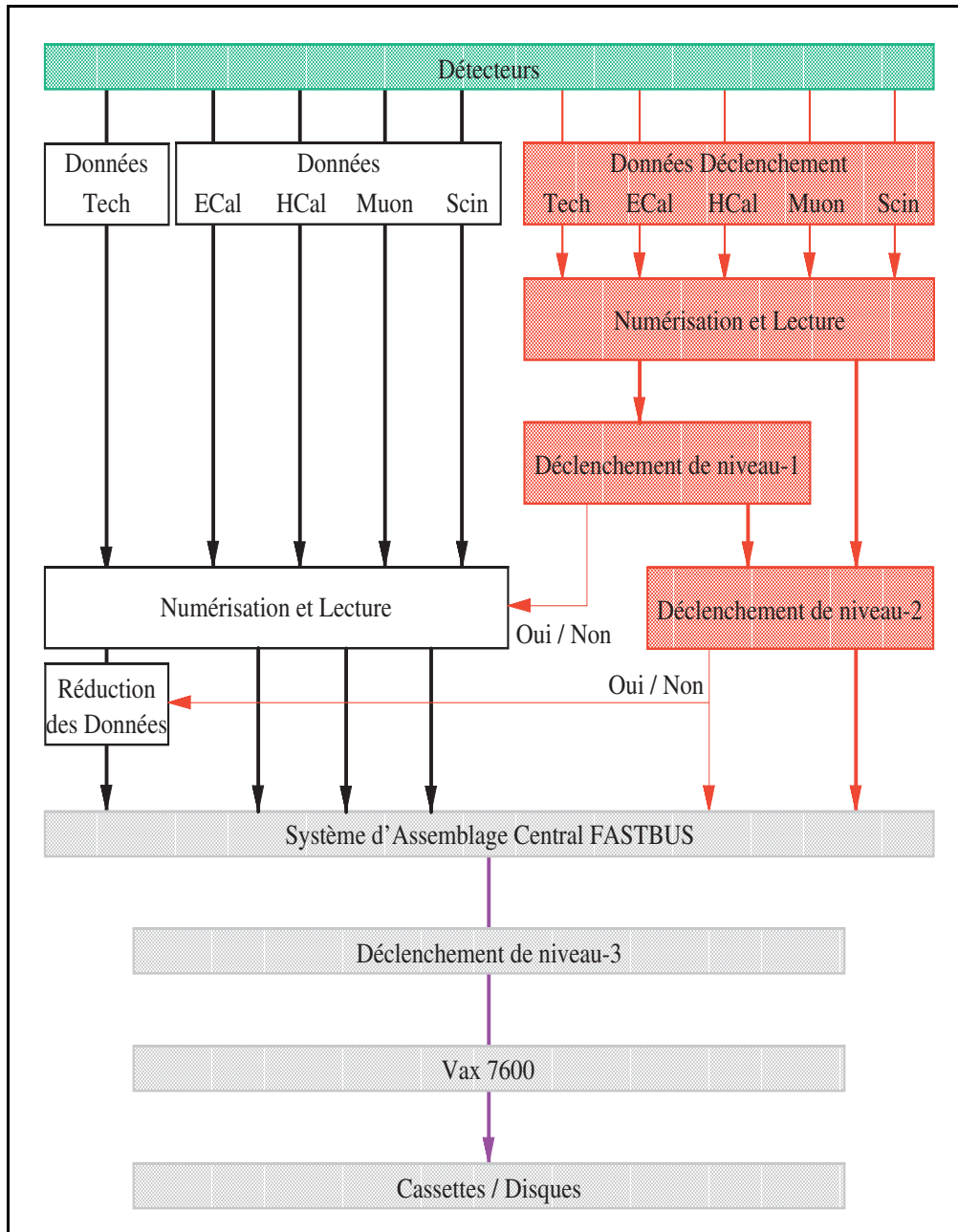


Fig. 12: Représentation schématique du flot de données dans l'expérience L3.

5. LES BASES DE L'ANALYSE

Nous décrirons dans ce chapitre les principales étapes de l'analyse dédiée à la recherche de particules supersymétriques dans les données recueillies par l'expérience L3.

Nous commencerons par détailler les échantillons de données étudiés avant de parler des signaux recherchés et de leur simulation.

Dans une troisième section, nous parlerons des estimations du nombre d'événements de bruit de fond prévus par le Modèle Standard et la manière dont ils sont reproduits.

La dernière section sera consacrée à la transformation des signaux générés (fond standard et signal) en événements de physique pleinement simulés et retranscrits dans le même format que les événements réels enregistrés par le détecteur lors de la prise de données.

I Echantillons de données étudiés

Année	\sqrt{s} (GeV)	\sqrt{s} réf. (GeV)	$\int \mathcal{L} dt$ (pb^{-1})
1997	182.6	183	55.5
1998	188.9	189	176.8
1999	191.6	192	29.7
	195.6	196	83.7
	199.6	200	82.8
	201.7	202	37.0

Tab. 5.1: Table des luminosités intégrées des différents échantillons de données à haute énergie ($\sqrt{s} > M_Z$) collectés entre 1997 et 1999 par l'expérience L3.

Cette table résume le fonctionnement de LEP et de L3 entre 1997 et 1999. La troisième colonne désigne l'énergie généralement employée pour désigner l'échantillon correspondant.

Pour être complet, il faut mentionner les périodes d'acquisition effectuées régulièrement 2 à 3 fois chaque année à $\sqrt{s} = M_Z$, pour la calibration et l'alignement des détecteurs centraux de l'expérience, collectant à cet effet de 1 à 3 pb^{-1} . Ces données n'ont pas été étudiées dans le cadre de cette analyse.

II Signaux recherchés

Cette analyse est destinée à identifier trois types de signaux supersymétriques : la production de paires de neutralinos, de charginos et de sleptons chargés ($\tilde{e}_R, \tilde{\mu}_R, \tilde{\tau}_R$).

Nous commencerons par détailler les contraintes expérimentales et les limites existantes sur les masses des particules étudiées afin de définir un intervalle de recherche.

Nous traiterons ensuite de la simulation de tels événements en décrivant le générateur employé.

II.1 Restrictions expérimentales

II.1.1 Hypothèses sur le temps de vol des particules supersymétriques.

La longueur de désintégration δ des particules se désintégrant avec violation du nombre baryonique est proportionnelle à l'inverse du carré du couplage λ'' . Compte tenu des limites existant sur ces couplages \mathcal{R}_p (voir chapitre 3), on peut s'attendre à de grandes valeurs de δ .

Nous pouvons classer ces dernières en trois catégories :

- courtes : $\delta < 1$ cm typiquement, ce qui nous donnera des désintégrations au vertex principal (Même si on peut appliquer un étiquetage comme pour les mésons beaux dès $\delta \sim 1$ mm).

L'ordre de grandeur des couplages λ'' correspondant à cette longueur de désintégration pour un neutralino pur photino de masse 30 GeV est de 10^{-3} ($M_{\tilde{q}} = 500$ GeV). Si l'on considère un squark léger ($M_{\tilde{q}} = 100$ GeV) se désintégrant directement en deux quarks, l'intensité correspondante du couplage \mathcal{R}_p est de 10^{-7} .

- moyennes : $1 \text{ cm} < \delta < 1 \text{ m}$ qui correspond (en ordre de grandeur) à une désintégration dans le détecteur, mais avec vertex secondaires très marqués. Cette configuration est idéale car elle permettrait de signer la violation de la R-parité sans aucune ambiguïté.

L'intervalle des couplages à considérer pour les cas présentés ci-dessus sont respectivement de $[10^{-4} - 10^{-3}]$ et $[10^{-8} - 10^{-7}]$.

- grandes : $\delta > 1 \text{ m}$ où la particule se désintègre hors détecteur. Nous retrouvons alors la signature d'énergie manquante caractéristique de la LSP dans le cadre du MSSM canonique. Ce cas est donc déjà couvert par les recherches avec conservation de la R-parité.

Ceci correspond à des intensités de couplages λ'' plus faibles que 10^{-4} et 10^{-8} respectivement.

Nous allons nous concentrer sur les désintégrations de particules proches du vertex primaire ($\delta < 1$ cm), qui n'ont pas de vertex secondaire très marqué permettant de les isoler aisément des processus prévus par le Modèle Standard.

Ceci limite d'emblée la sensibilité de cette analyse aux grandes valeurs des couplages λ'' (voir section I.1) et aux régions favorables de l'espace des paramètres où les particules concernées ont naturellement une grande largeur de désintégration.

Nous verrons plus loin, dans le chapitre 8 comment la conjonction de cette hypothèse et des limites existantes restreint l'espace des paramètres accessible à notre analyse.

II.1.2 Limites existantes sur les masses des superparticules

Cette analyse est basée sur l'analyse des données à LEP II, deuxième partie du programme LEP axé sur la montée en énergie progressive de l'énergie au centre de masse jusqu'à 202–205 GeV.

Cependant, dans une première période appelée LEP I, les quatre expériences ont accumulé chacune $\sim 160 \text{ pb}^{-1}$ de données à la résonance du Z, permettant de mesurer avec une précision inégalée les paramètres de désintégration de ce boson.

La confrontation de ces mesures avec les prédictions du Modèle Standard a permis non seulement de contraindre les paramètres de cette théorie, comme la masse du boson de Higgs ou la masse du quark top avant sa découverte [65], mais aussi de mettre des limites sur les processus de nouvelle physique en étudiant les éventuelles déviations des mesures par rapport aux prédictions du MS.

Ces limites se construisent génériquement de la manière suivante :

$$\sigma_{NP} < \frac{\Delta\Gamma_{NP}}{\Gamma_i} \sigma_Z \quad (5.1)$$

où σ_{NP} est la section efficace de production possible pour la forme de nouvelle physique recherchée (SUSY ici).

$\Delta\Gamma_{NP}$ est la limite à 95% de niveau de confiance sur la largeur partielle possible pour la nouvelle physique. Elle est obtenue à partir de la différence entre la largeur partielle mesurée Γ_Z et la prédiction du MS pour cette largeur.

Γ_i est la mesure de la largeur partielle du Z pour le canal i, ce canal se rapprochant le plus de la signature de nouvelle physique considérée. Par exemple, si l'on cherche un signal invisible dans le détecteur (comme $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \tilde{\nu}\tilde{\nu}$ lorsque la R-parité est conservée), on emploiera plutôt la largeur partielle invisible du Z [66].

σ_Z est la section efficace totale de production $e^+e^- \rightarrow Z$. La table 5.2 rassemble les résultats des mesures de l'expérience L3 sur les largeurs partielles du Z et les limites dérivées sur chaque largeur partielle [67].

	Γ_{exp} [MeV]	Γ_{95}^{NP} [MeV]
Γ_Z	2502.4 ± 4.2	22.0
Γ_{inv}	499.1 ± 2.9	4.8
Γ_{had}	1751.1 ± 3.8	21.9

Tab. 5.2: Largeurs partielles expérimentales et limites sur les contribution de nouvelle physique dans le canal considéré. Ces chiffres sont donnés dans l'hypothèse de l'universalité leptonique.

Cet exercice a déjà été effectué [66, 68, 69], mais dans l'hypothèse de la conservation de la R-Parité.

On va donc le recommencer dans l'hypothèse de la violation simultanée de R_p et du nombre baryonique. Dans cette hypothèse, tous les processus de production de particules supersymétriques ont un état final hadronique, mais les largeurs de désintégration varient d'une particule à une autre et dépendent aussi de l'intensité du couplage \mathcal{R}_p (voir chapitre 3).

Nous utiliserons donc la largeur totale du Z, comprenant aussi ses désintégrations invisibles, afin de couvrir les désintégrations \mathcal{R}_p de particules supersymétriques en dehors du détecteur.

Limites sur la masse de neutralinos.

Les jauginos ne se couplent pas au Z, on ne peut donc pas extraire de limites inférieures sur la masse des neutralinos. Cependant, en dessous de 10 GeV, le neutralino redevient invisible dans le détecteur à cause d'un long temps de vol (voir chapitre 3). La signature \mathcal{R}_p est alors identique à la signature R_p conservé, et comme les neutralinos de moins de 10 GeV sont exclus par les recherches directes avec cette dernière hypothèse [18,68], cette exclusion est également valable pour l'hypothèse de violation de R_p .

Nous commencerons donc les recherches de neutralinos à $M_{\tilde{\chi}_1^0} > 10$ GeV.

Limites sur la masse du chargino.

Les limites existantes sur la masse du chargino avec R_p conservé [69] sont basées sur la largeur **totale** du Z, et demeurent donc valables lorsque la R-parité est violée.

On partira donc de $M_{\tilde{\chi}_1^+} > 45$ GeV.

Limites sur la masse des sleptons chargés.

Les limites existantes sont basées sur la signature canonique de paire de leptons acoplanaires avec énergie manquante.

Cette signature n'entre pas dans les sélections conventionnelles de dileptons issus de désintégrations de Z (coupure en acoplanarité) et la limite est donc calculée à partir de la largeur invisible du Z. Il faut donc refaire le calcul avec la largeur totale du Z, en ne considérant que les sleptons isosingulets produits dans le canal d'annihilation afin d'obtenir une limite indépendante de la masse des neutralinos.

De la table 5.2 et de la valeur expérimentale $\sigma_Z = 43588$ pb, nous obtenons $\sigma_{SUSY} < 383,2$ pb que l'on confronte dans la figure 1 avec la somme des sections efficaces de production de sleptons chargés.

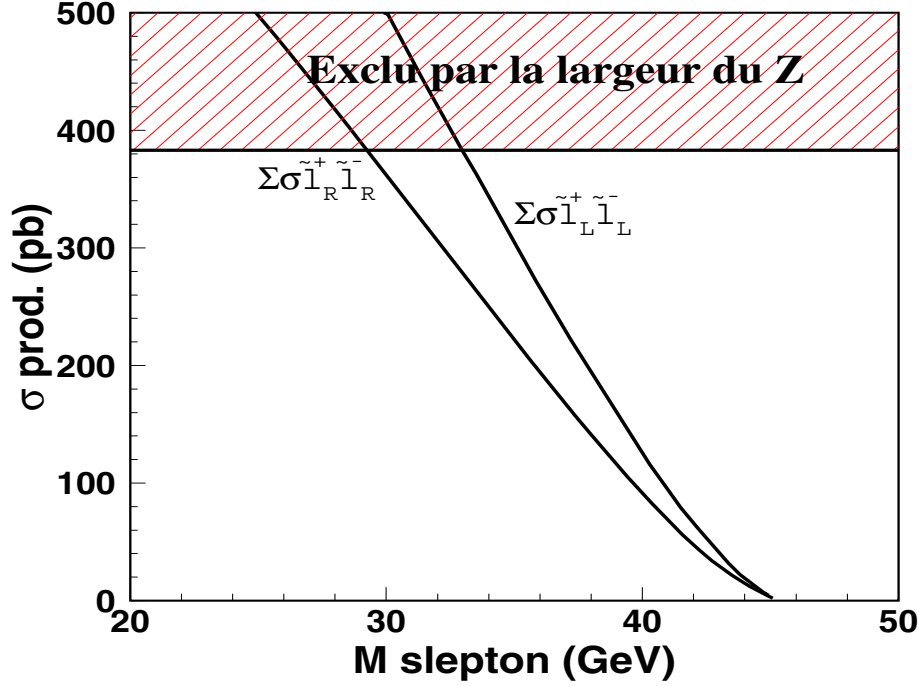


Fig. 1: Sections efficaces de production de sleptons en fonction de leur masse, à $\sqrt{s} = M_Z = 91,2$ GeV.

Dans le cadre du modèle contraint mSUGRA qui servira de base d'interprétation, les trois sleptons chargés \tilde{e} , $\tilde{\mu}$, $\tilde{\tau}$ sont dégénérés en masse et leurs sections efficaces de production individuelles s'additionnent, permettant de mettre une limite inférieure sur leur masse à 30 GeV, comme on peut le voir dans la figure 1.

C'est également la valeur de la limite indirecte sur la masse du sélectron droit trouvée dans l'analyse des données à 183 GeV [70] qui ne portait que sur les neutralinos et les charginos.

Les recherches de sleptons, initiées en 1999 sur les données à $\sqrt{s} = 189$ GeV, commenceront donc à $M_{\tilde{e}} = 30$ GeV.

II.2 Un générateur d'événements pour le signal : SUSYGEN

SUSYGEN [71] est un générateur de processus supersymétriques doté d'un programme de calcul de spectres (masses, contenus en champs, mélanges des particules supersymétriques). Il nous sert donc à la fois pour la génération des signaux étudiés et pour l'interprétation des limites dans l'espace des paramètres mSUGRA.

Du point de vue du calcul du spectre, les couplages \mathcal{R}_p ne sont pas pris en compte dans les équations du groupe de renormalisation (RGE), ce qui limite la validité des limites sur les masses des particules supersymétriques dérivées de mon analyse (voir aussi la discussion dans le chapitre 8).

Du côté génération, tous les processus possibles de **production** de particules supersymétriques dans un collisionneur e^+e^- ont été implémentés, avec ou sans R-parité.

Les processus de **désintégration** avec violation de la R-parité sont en revanche limités

aux désintégrations directes à deux et trois corps. Les processus indirects sont de ce fait limités aux cas où la LSP se désintègre en deux ou trois fermions.

De plus, on ne peut étudier qu'un seul couplage \mathcal{R}_p à la fois, aussi nous restreindrons-nous à l'étude du couplage λ''_{212} avec une valeur typique de 0,1 quand celle-ci est nécessaire.

Nous vérifierons néanmoins que les résultats obtenus avec ce couplage peuvent être étendus aux autres couplages λ'' .

L'hadronisation des quarks est effectuée par le programme JETSET [72]. Nous profiterons de cet exemple pour expliquer l'hadronisation des quarks de manière générale et montrer ce qu'il peut arriver lorsque le nombre baryonique n'est pas conservé.

II.2.1 L'hadronisation des quarks

L'hadronisation des quarks est un processus complexe, schématisé dans la figure 2 provenant de [73] et qui comporte deux étapes :

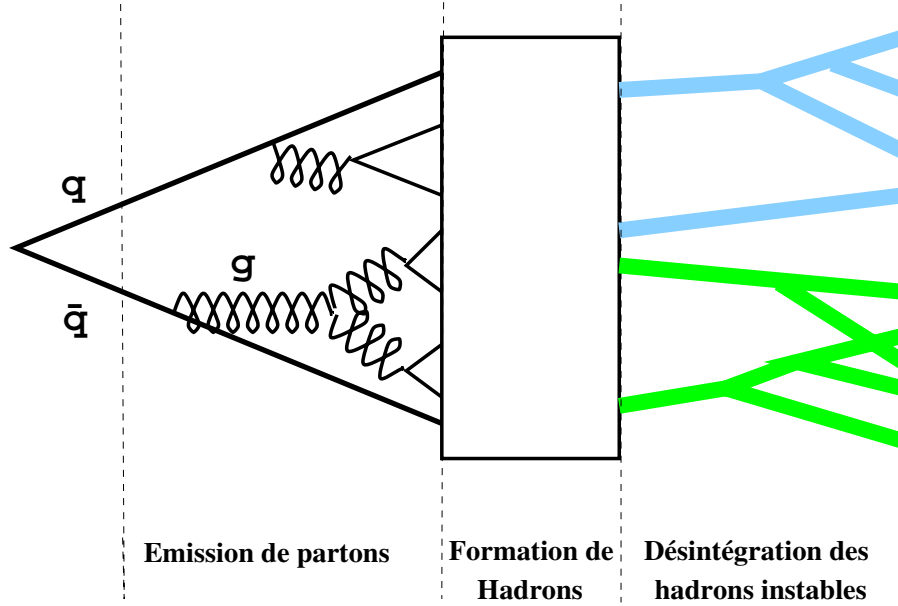


Fig. 2: Schéma du processus d'hadronisation d'une paire quark-antiquark.

L'émission de partons.

Au début du processus, nous avons un petit nombre de quarks **relativistes** soumis à l'interaction forte. Celle-ci va épuiser l'énergie de chaque quark en leur faisant émettre un grand nombre de gluons qui vont à leur tour émettre des partons (terme générique désignant toutes les particules colorées, quarks, antiquarks et gluons). Ce flot de partons se maintient tant qu'il y a assez d'énergie disponible par particule.

La formation des hadrons (ou fragmentation).

En dessous d'un certain seuil d'énergie disponible par particule, l'émission de partons cesse. Les partons créés ne sont plus relativistes et s'assemblent pour former des

mésons et des baryons sous l'effet des forces de confinement de l'interaction forte. Cette phase relève de la QCD non-perturbative et ne peut être estimée que par des modèles phénoménologiques.

Les hadrons nouvellement formés sont émis dans un cône plus ou moins large autour du quark initial, formant les jets de particules observés dans le détecteur. Les hadrons instables achèvent de se désintégrer, enrichissant les jets en hadrons légers et stables, mais aussi en d'autres particules comme les photons (désintégration du pion neutre) ou les leptons chargés (désintégrations faibles de baryons lourds).

L'ensemble de l'hadronisation (du quark initial aux jets de particules finales) est effectué par des programmes spécifiques comme JETSET, HERWIG [74] ou ARIADNE [75].

Le programme le plus employé dans les expériences LEP est JETSET. Bien qu'il propose plusieurs méthodes d'hadronisation, on emploie généralement la méthode de fragmentation par cordes de couleur [76], associée au formalisme de cascade partonique pour décrire la phase d'émission de partons.

Dans le cadre de cette méthode [73, 77], le rayonnement de partons est approché par un développement perturbatif contenant seulement les termes logarithmiques dominants (LLA, ou "Leading Log Approximation"). Celui-ci permet de rayonner un grand nombre de partons, mais la probabilité de radiation d'un nombre fixé de partons (i.e. la contribution des diagrammes à un ordre donné en α_s) est juste approchée.

Un autre traitement du rayonnement de partons est effectué par le calcul des éléments de la matrice S qui régit le processus $e^+e^- \rightarrow$ hadrons. Ce calcul tient en compte tous les diagrammes jusqu'à un ordre donné en α_s . Les probabilités de radiation d'un nombre fixé de partons est ici exacte jusqu'à concurrence du nombre maximal de partons traités dans les diagrammes calculés. Cette méthode ne permet d'émettre qu'un nombre limité de partons, jusqu'à 4 dans la version employée de JETSET (soit $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$).

La méthode de fragmentation consiste à associer les partons produits en considérant les flux de couleur qui les relient comme une **corde** de couleur, tirée entre un quark et son anti-particule, d'épaisseur négligeable. Le flux de couleur est alors assimilé à la tension de la corde, qui en s'étirant va finir par casser et donnera deux cordes. Dans cette optique, les gluons sont associés à des déformations de la corde, qui tirent de leur côté jusqu'à la rupture, comme illustré en figure 3.

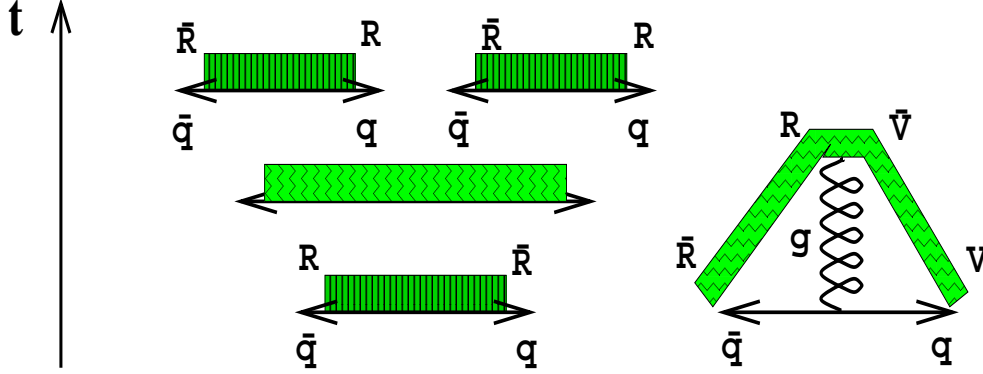


Fig. 3: Schéma de partonisation par morcellement de cordes de couleur, représentées ici par les traits épais. A droite, l'émission d'un gluon et la modification apportée à la configuration de la corde. Les indices de couleur sont représentés au dessus de la corde, à titre d'illustration. L'attribution de la couleur est arbitraire.

Les cordes ainsi produites vont s'étirer, se déformer et se briser en paires quark-antiquark ou diquark-antidiquark. Ces paires vont ensuite s'associer entre elles pour former les mésons et les baryons (association quark-diquark pour ce dernier cas).

Dans tous les processus standards ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, $e^+e^- \rightarrow W^+ W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$), nous avons un nombre égal de quarks et d'antiquarks initiaux (conservation du nombre baryonique) et JETSET peut construire toutes les cordes qu'il désire à partir des flots de couleur existants.

Lorsque la R-parité et le nombre baryonique ne sont pas conservés, on a une nouvelle configuration de couleur, issue du terme $\lambda''_{ijk}\epsilon_{abc}\bar{U}_i^a\bar{D}_j^b\bar{D}_k^c$ où a,b,c sont les indices de couleur, i,j,k ceux de la génération et ϵ_{abc} le tenseur de rang 3 totalement antisymétrique [78].

Cette configuration est représentée dans la figure 4.

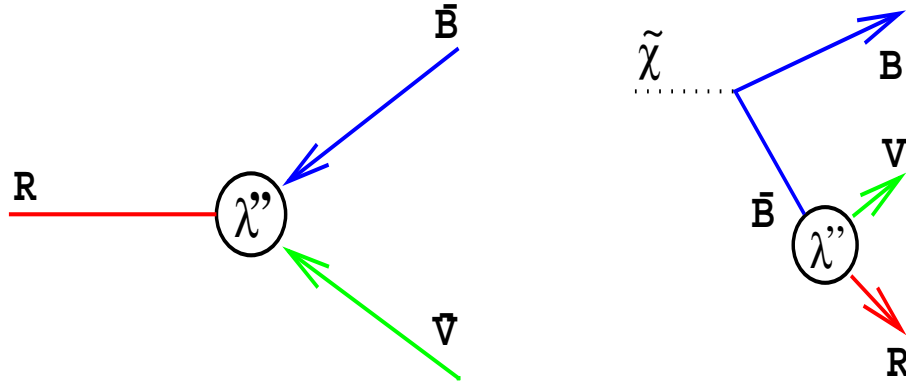


Fig. 4: Nouvelle configuration de couleur apportée par le couplage trilinéaire λ'' . A gauche, le flot de couleur dans le cas d'une désintégration de squark et à droite le même flot pour une désintégration de neutralino. L'attribution des indices de couleur à une ligne donnée est arbitraire, mais les 3 couleurs doivent cependant être représentées ici.

Cette figure illustre le croisement des lignes de couleur au vertex \mathcal{R}_p , situation plus facile à appréhender si l'on considère la désintégration du neutralino, objet neutre donc

blanc de couleur, en 3 quarks illustré à gauche sur la même figure.

La charge de couleur étant conservée lors de ce processus, les trois quarks, objets colorés, doivent également former un état blanc, ce qui n'est possible que si les trois couleurs sont différentes. Ce vertex tricolore ne peut pas être traité par JETSET.

Les auteurs de SUSYGEN ont donc eu recours à un artifice, en formant un diquark à partir de deux des quarks.

A partir de cette configuration, JETSET peut effectuer la fragmentation du système quark–diquark.

Il n'aura cependant pas la possibilité d'effectuer de cascade partonique, vu que celle-ci intervient avant la formation des diquarks. Il n'y aura donc pas d'émission de gluons dans l'hadronisation des quarks du neutralino si l'on considère le formalisme de cascade partonique.

Les conséquences de l'absence de rayonnement de gluons seront étudiées plus loin dans cette thèse.

Pour la désintégration des squarks en deux quarks, les auteurs ont choisi de recourir à l'hadronisation indépendante de chacun des quarks, en dépit du fait que ce modèle ne donne pas une description satisfaisante des données expérimentales [79]. Pour cette raison, mais aussi par manque de temps, la désintégration directe de squarks ne sera pas étudiée.

Un meilleur traitement de l'hadronisation dans les processus supersymétriques avec violation du nombre baryonique a été récemment implémenté dans la dernière version du générateur HERWIG [80], mais malheureusement uniquement pour les collisionneurs hadroniques.

II.3 Echantillons de signaux générés

Pour chaque type de signal, on génère des échantillons de 2000 événements par point de masse considéré.

La segmentation en points de masse est la suivante :

- signal $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$: de $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 10$ GeV à $M_{\tilde{\chi}_1^0} = \frac{\sqrt{s}}{2}$ avec un écart de 10 GeV, soit une dizaine de points.
- signal $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow W^* W^* \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$: de $M_{\tilde{\chi}_1^+} = 45$ GeV à $M_{\tilde{\chi}_1^+} = \frac{\sqrt{s}}{2}$ et de $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 10$ GeV jusqu'à $M_{\tilde{\chi}_1^0} = M_{\tilde{\chi}_1^+} - 5$ GeV, avec une régularité de 10 GeV dans les deux dimensions, soit une quarantaine de points.
- signal $\tilde{\ell}\tilde{\ell} \rightarrow \ell\ell\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$: de $M_{\tilde{\ell}} = 30$ GeV à $M_{\tilde{\ell}} = 90$ GeV et de $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 10$ GeV jusqu'à $M_{\tilde{\chi}_1^0} = M_{\tilde{\ell}} - 1$ GeV avec la même granularité soit 42 points.

Les signaux de désintégrations indirectes de neutralinos lourds comme $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow Z^* \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ sont générés en complément et représentent environ une douzaine de points supplémentaires.

III Description des processus du Modèle Standard : définition du fond

La simulation des événements de physique observés est indispensable pour monitorer le comportement des données et chercher des indications de déviations au modèle (ici, le Modèle Standard) qui pourraient être révélateur de nouvelle physique. Elle permet également d'estimer le fond qui a survécu aux sélections mises en place pour isoler un signal donné.

Cette analyse a pour but de sélectionner des événements multihadroniques, déjà abondamment produits dans les collisions e^+e^- .

Nous allons présenter ici les différentes sources ainsi que les générateurs Monte-Carlo employés pour les reproduire :

- Les processus QCD : $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(g)(g)$.

Ce processus produit principalement des événements à deux jets focalisés dos à dos, et est un fond difficilement réductible pour la recherche de neutralinos de basse masse, où les jets provenant de chaque neutralino ont fusionné à cause de l'accélération de cette particule.

Une fraction des événements cependant va donner un nombre supérieur de jets par émission de partons (quarks ou gluons) durs, illustrés par les diagrammes présentés dans la figure 5.

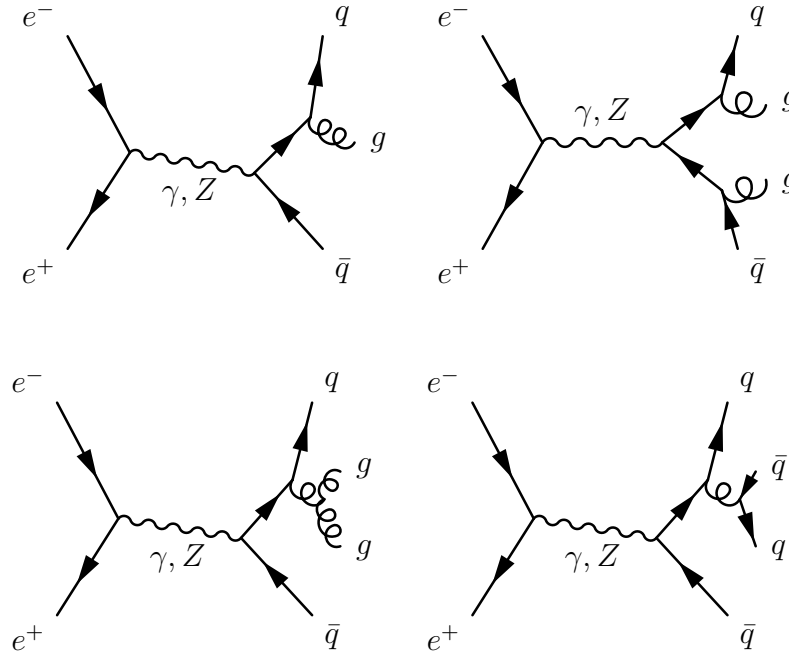


Fig. 5: Quelques diagrammes de production d'événements à 3 et 4 jets.

Les taux de production d'événements à trois et quatre jets sont, au premier ordre, proportionnels à α_s et α_s^2 respectivement.

Ces phénomènes sont donc supprimés par rapport à la production de di-jets, car α_s est ici de l'ordre de 0,1.

La section efficace de production des processus QCD est suffisamment importante ($\sigma = 105 \text{ pb}$ à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV} \rightarrow \sigma = 83.7 \text{ pb}$ à $\sqrt{s} = 202 \text{ GeV}$) pour faire de ces réactions un fond principal à nos recherches.

Le générateur employé pour générer ce type d'événements est PYTHIA [81], qui utilise les routines de fragmentation de JETSET.

- Le fond di-tau : $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$

Ce processus produit des événements hadroniques de faible multiplicité, lorsque chaque tau produit se désintègre en mésons légers et un neutrino.

On obtient deux jets faiblement étalés à cause de l'accélération des taus, qui viennent en complément du fond QCD qui est largement dominant dans cette classe d'événements.

La faible multiplicité obtenue et sa petite section efficace de production ($\sigma \simeq 9 - 7 \text{ pb}$) le rendent négligeable.

La simulation de ce fond est assurée par le générateur KORALZ [82].

- Les interactions “photon-photon” : $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)q\bar{q}$

Ce nom désigne les collisions e^+e^- multipériphériques représentées par le diagramme de la figure 6.

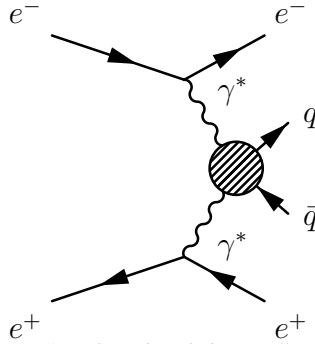


Fig. 6: Diagramme d'interaction dite “multipériphérique” entre électron et positon, menant à la production de hadrons dans l'état final.

Ce diagramme d'interaction peut être vu comme l'émission de photons virtuels correspondant à un moment de transfert de l'électron et du positon.

Ce moment de transfert est fortement collinéaire à l'axe du faisceau et se matérialise en paires particules-antiparticules alors que les deux leptons primaires repartent avec une impulsion diminuée.

Selon les cas, chaque lepton primaire peut repartir dans le tube à vide, indétecté (faible moment de transfert), ou bien être mesuré dans le détecteur (généralement un des sous-détecteurs frontaux).

Ces processus, caractérisés par une grande énergie manquante et un flot d'énergie dirigé le long de l'axe du faisceau, sont faciles à éliminer, malgré leur énorme section efficace de production ($\sigma \sim 15000$ pb pour $m_{\gamma^*\gamma^*} > 3$ GeV).

Au niveau de la présélection, la section efficace résiduelle de ces événements est de l'ordre du picobarn, soit une fraction résiduelle de 7.10^{-5} . C'est peu, mais il faut quand même les comprendre car le pb est justement l'échelle caractéristique des sections efficaces des signaux recherchés.

Le problème ici vient justement de la simulation de ces événements : il n'existe pas un mais plusieurs traitements de ce signal, chacun basé sur des approches différentes et donnant une description différente de ces interactions.

Les deux principaux générateurs Monte-Carlo employés dans la collaboration L3 pour la simulation du processus $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)q\bar{q}$ sont PHOJET [83] et PYTHIA. Le premier est adapté à une description générique du processus avec grande énergie manquante¹, ce qui ne correspond pas à ce que l'on recherche.

En revanche, pour les événements avec faible énergie manquante, l'absence des processus de production $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$ et une coupure effectuée sur l'impulsion transverse des partons émis [84] conduit à une sous-estimation du nombre d'événements attendus dans la région de l'espace des phases autorisée par notre présélection, comme on peut le voir dans les distributions de la figure 7.

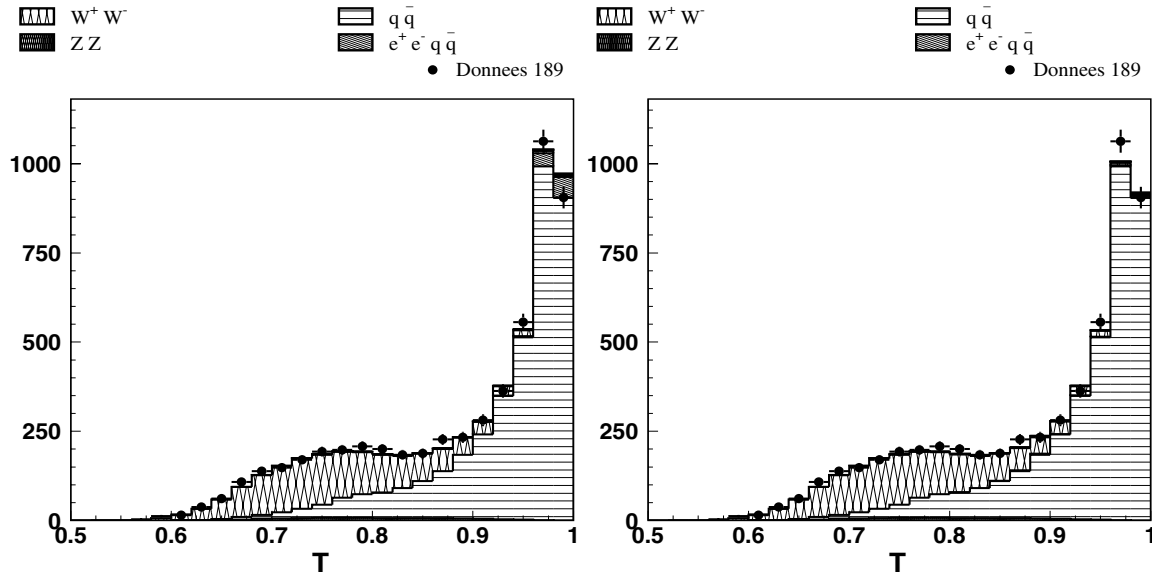


Fig. 7: Distribution de la poussée de l'événement (thrust, T) au niveau présélection, avec PYTHIA à gauche et PHOJET à droite pour modéliser les interactions “photon-photon”.

Nous avons donc utilisé le générateur PYTHIA, qui fournit une meilleure description des interactions “photon-photon” à faible énergie manquante.

- La production de paires de W : $e^+e^- \rightarrow W^+ W^-$.

¹ Une repondération est nécessaire lorsque un seul lepton est détecté [84]

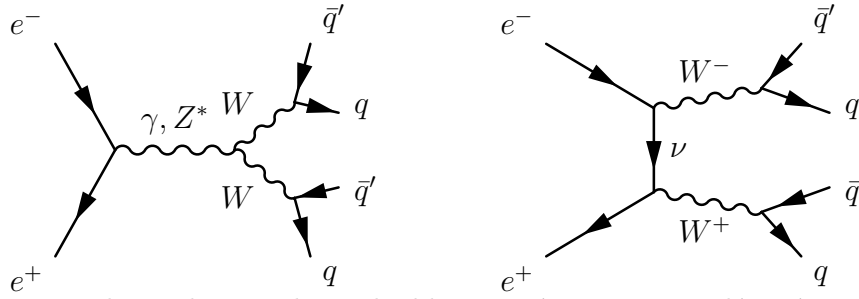


Fig. 8: Diagrammes de production de W doublement résonants avec désintégration hadronique de chacun.

La section efficace de production de paires de W croît de 15.5 à 17.5 pb entre $\sqrt{s} = 183$ GeV et $\sqrt{s} = 202$ GeV.

La désintégration hadronique des deux W donne naturellement un minimum de quatre jets, ce qui en fait un fond irréductible pour toutes les recherches menées : charginos, neutralinos (hautes masses et désintégrations indirectes), sleptons. Le rapport d'embranchement du canal hadronique est de 45,6 %, ce qui donne une section efficace de production partielle de l'ordre de 8 pb sur l'intervalle d'énergie considéré.

La génération des événements $W^+ W^-$ est effectuée par le générateur KORALW [85].

- La production de paires de Z : $e^+e^- \rightarrow ZZ$.

Cette production est complémentaire de la précédente, avec une section efficace de production totale nettement moindre (inférieure à 1,3 pb). Bien que faiblement représentés, ces processus n'en sont pas moins irréductibles, pour les mêmes raisons que le fond précédent.

Le générateur Monte-Carlo employé pour la description de ce fond est PYTHIA, qui propose une couverture générale de tous les canaux de désintégration des paires de Z et est assez bon pour une reproduction globale du signal.

- Le processus $e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$.

Ce processus contribue au fond lorsque le boson Z se désintègre hadroniquement. Néanmoins, la multiplicité de ces événements est moins élevée que celle des processus QCD et la section efficace de production est faible. Ce fond est donc facile à réduire. Le générateur PYTHIA est employé pour la description de ce processus.

Chacun de ces processus contribuera différemment au bruit de fond attendu selon le type de signal étudié.

Les caractéristiques des échantillons de fond générés pour l'analyse sont consignées dans la table 5.3

Etat final		$q \bar{q}$	$W^+ W^-$	$Z Z$	Ze^+e^-	$\tau^+\tau^-$	$(e^+e^-)q \bar{q}$
Générateur		PYTHIA	KORALW	PYTHIA		KORALZ	PYTHIA
$\sqrt{s} =$ 183 GeV	Stat.	250.000	250.000	30.000	25.000	50.000	1.970.000
	σ (pb)	107	15,5	0,59	3,26	8,80	13400
$\sqrt{s} =$ 189 GeV	Stat.	732.500	294.500	196.000	29.500	94.800	2.640.000
	σ (pb)	98,0	16,6	0,98	3,35	8,22	13700
$\sqrt{s} =$ 192 GeV	Stat.	50.000	250.000	5.000	10.000	5.000	
	σ (pb)	94,5	16,8	1,07	3,40	7,69	
$\sqrt{s} =$ 196 GeV	Stat.	100.000	500.000	50.000	36.000	5.000	2.600.000
	σ (pb)	89,9	17,1	1,19	3,45	7,64	14100
$\sqrt{s} =$ 200 GeV	Stat.	400.000	500.000	10.000	20.000	5.000	
	σ (pb)	85,7	17,2	1,26	3,52	7,35	
$\sqrt{s} =$ 202 GeV	Stat.	200.000	300.000	5.000	10.000	5.000	
	σ (pb)	83,7	17,3	1,28	3,54	7,11	

Tab. 5.3: Type, statistique et section efficace des échantillons Monte-Carlo (MC) utilisés pour reproduire les prédictions du Modèle Standard à chaque énergie.

Tous les états finaux de désintégration des bosons W et Z sont considérés ici.

Le fond “photon-photon” $((e^+e^-)q \bar{q})$ ne connaît qu’une faible évolution en section efficace avec l’énergie, mais sa topologie ne change pas. Aussi a-t-on utilisé l’échantillon généré à $\sqrt{s} = 189$ GeV pour l’analyse des données recueillies à $\sqrt{s} = 192$ GeV et celui généré à $\sqrt{s} = 196$ GeV pour l’analyse des données collectées à $\sqrt{s} = 200$ et 202 GeV également.

IV Simulation du détecteur et reconstruction

Les événements générés doivent être convertis en informations issues du détecteur comme les événements réels enregistrés pendant la prise de données.

La simulation du détecteur est assurée par le programme SIL3, basé sur l’ensemble GEANT [86], avec les routines de l’ensemble GEISHA [87] pour l’interaction des hadrons avec les sous-détecteurs.

A ce niveau, les événements Monte-Carlo et les données ont le même format, et les informations correspondantes sont écrites sur bande sous divers formats correspondant à des niveaux de traitement différents :

- Les données brutes, qui contiennent toutes les informations des sous-détecteurs sans aucun traitement.
- Les DSU (ou Data SUMmary), qui contiennent la plupart des informations des sous-détecteurs ainsi que certaines quantités physiques issues d’un premier traitement de ces informations et utiles dans les analyses fortement dépendantes de l’état d’un sous-détecteur donné.
- Les DVN (ou Data aVaNTi), qui ne contiennent que des données physiques reconstruites à partir des informations du détecteur et sont employés par la plupart des analyses, y compris celle-ci.

En effet, la reconstitution d'un événement hadronique met en oeuvre la quasi-totalité des sous-détecteurs de L3, et non un seul sous-détecteur en particulier. Les événements Monte-Carlo seront donc soumis à une simulation aussi réaliste que possible de l'ensemble du détecteur, utilisant les variations du comportement de chaque constituant (sous-détecteur ou système de déclenchement) au cours de la prise de données.

A partir des bandes DVN, on reconstruit les événements (données ou Monte-Carlo) et les quantités physiques qui vont servir à les décrire et les sélectionner.

Ces variables vont être détaillées dans le chapitre suivant.

Un code de reconstruction commun aux groupes de recherche de la collaboration L3, a été utilisé et étendu pour les besoins de cette analyse (inclusion de nouvelles variables, y_{45}^D et y_{56}^D , définies dans le chapitre suivant).

6. CONSTRUCTION DES SÉLECTIONS

Ce chapitre commence par la description des variables intéressantes pour notre étude.

Nous traverserons ensuite les différents niveaux de sélection, de la préselection globale aux sélections différenciées par signal et par topologies.

La dernière section détaillera la méthode d'optimisation des coupures, employée pour affiner les coupures établies au préalable.

Pour illustrer les différents aspects de l'analyse, nous nous restreindrons à des exemples tirés de l'analyse des données collectées à $\sqrt{s}=189$ GeV.

I Construction des variables et des objets utilisés

Les objets sont des particules isolées et reconstruites.

L'énergie visible **E_{vis}**

Les multiples particules produites dans les événements que nous étudions sont enregistrées par plusieurs sous-détecteurs à la fois, comme les calorimètres électromagnétiques et hadronique, mais aussi les chambres à traces centrales et les chambres à muons.

La reconstruction de l'énergie visible de l'événement est une combinaison des diverses mesures effectuées. Ces mesures sont pondérées par la résolution de chaque sous-détecteur, et il faut également tenir compte des zones mortes ou moins sensibles du détecteur dans la reconstruction de l'énergie totale.

Trois méthodes utilisent diversement les informations des calorimètres et des autres détecteurs pour reconstruire le flux d'énergie : ASRC, ECLU, NP.

Chacune est basée sur une segmentation géométrique du détecteur illustrée dans la figure 1.

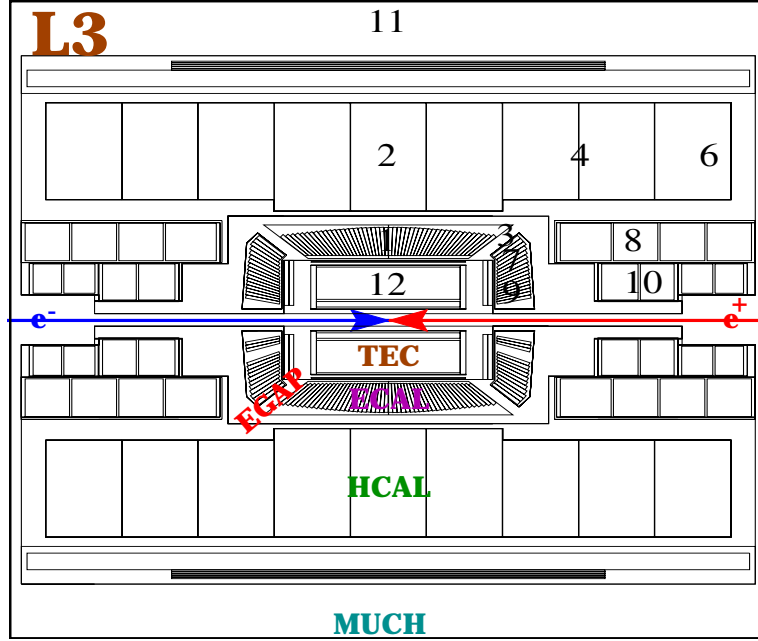


Fig. 1: Segmentation géométrique du détecteur L3 pour les besoins de la reconstruction de E_{VIS} .

On reconnaîtra dans les régions numérotées de 1 à 12, les sous-détecteurs suivants : le calorimètre électromagnétique BGO (ou ECAL) (tonneau : 1 et bouchon : 7,9), le calorimètre hadronique (tonneau : 2,4,6 et bouchon 8,10), les chambres à traces centrales (ou TEC, en 12).

Le numéro 11 est attribué aux chambres à muons et le 3 est associé au calorimètre électromagnétique EGAP. Ces détecteurs sont décrits dans le chapitre 4.

- La méthode ASRC (Smallest Resolvable Cluster) [88].

Cette méthode utilise les mesures des zones 1 à 11 de la figure 1, c'est à dire essentiellement l'information des calorimètres (et celle des chambres à muons s'il y a lieu). L'énergie visible de l'événement est alors une simple combinaison linéaire des énergies :

$$E_{\text{VIS}} = \sum_{i=1}^{10} G_i E_i + \sum_{\mu} |\vec{p}_{\mu}| \quad (6.1)$$

Le premier terme concerne la calorimétrie et le deuxième terme est fourni par la mesure de l'impulsion des muons dans les chambres à muons. A cause du champ magnétique de 0,5 Tesla baignant l'ensemble des détecteurs, un muon doit être relativiste pour être mesuré dans les chambres à muons et sa masse peut être négligée. Les coefficients G_i sont appelés facteurs de compensation pour les gerbes hadroniques ou "G-factors" en anglais.

Ils sont établis en utilisant les événements $e^+e^- \rightarrow q \bar{q}$ car les particules produites dans les jets peuvent interagir avec tous les sous-détecteurs évoqués ci-dessus, les calorimètres mais aussi les chambres à muons en cas de désintégration muonique de quarks lourds. Ce sont enfin des événements sans énergie manquante, et l'énergie visible est normalement égale à l'énergie au centre de masse, aux effets de résolution et de pertes des sous-détecteurs près.

Les facteurs G sont déterminés en minimisant la différence F :

$$F = \sum_{events} (\sqrt{s} - E_{VIS})^2$$

différence intégrée sur toute la statistique disponible.

- La méthode ECLU (Energy CLUsters) [89].

Cette méthode reprend les principes de la première en l'enrichissant.

Elle inclut les mesures des traces laissées par les particules chargées dans la TEC, en plus des mesures utilisées dans la méthode précédente.

L'énergie visible est reconstruite avec une formule différente :

$$E_{VIS} = \sum_{i=1}^{12} G'_i E_i + \sum_{j,k=1}^{12} A_{jk} C(E_j, E_k) \quad (6.2)$$

Le premier terme est une combinaison linéaire des mesures d'énergie des 12 régions (pour les chambres 11 et 12, $E = |\vec{p}_{traces}|$).

Le deuxième terme est une combinaison non linéaire des énergies permettant de tenir compte des corrélations existant entre les mesures d'énergies dans les différentes régions du détecteur.

A_{jk} est le facteur de corrélation existant entre deux zones et $C(E_j, E_k)$ est la fonction de corrélation choisie ($C(E_j, E_k) = \frac{E_j E_k}{\sqrt{s}}$ ou $C(E_j, E_k) = \frac{E_j E_k}{E_j + E_k}$).

Le facteur de corrélation est non nul lorsque j et k désignent deux régions voisines du détecteur.

Les coefficients G'_i et A_{jk} sont déterminés de la même manière que les facteurs G_i .

- La méthode NP (New-Particle) [90].

On utilise toutes les informations disponibles des calorimètres, des chambres à muons et de la TEC. Cependant, on ne considère ici que les corrélations spatiales entre les traces et les dépôts calorimétriques, effectuant une pondération différente entre les diverses mesures selon que le dépôt calorimétrique est associé ou non à une trace chargée.

L'énergie visible est alors la somme des énergies pondérées des dépôts neutres et chargés, des muons détectés et des traces non attribuées aux muons.

On a ainsi :

$$E_{\text{VIS}} = E_{\text{dépôts chargés}} + E_{\text{dépôts neutres}} + E_{\text{muons}} + E_{\text{traces}} \text{ avec :} \quad (6.3)$$

$$E_{\text{dépôts chargés}} = \sum_{i=1,10} H_i E_i \quad (6.4)$$

$$E_{\text{dépôts neutres}} = \sum_{i=1,10} H'_i E_i, \quad H'_i \neq H_i \quad (6.5)$$

Les constantes H_i et H'_i sont évaluées par la méthode citée précédemment.

Au cours de cette thèse, nous avons dans un premier temps utilisé la méthode ASRC (analyse des données à $\sqrt{s} = 183$ GeV) avant de passer à la méthode NP. La méthode ECLU a été employée à titre de comparaison avec le méthode NP, basée également sur la combinaison des dépôts calorimétriques et des traces. Afin d'être insensible aux multiples changements d'énergie au centre de masse survenus entre 1997 et 2000 (voir table 5.1), nous utiliserons la quantité normalisée $\frac{E_{\text{VIS}}}{\sqrt{s}}$.

La résolution en énergie visible normalisée mesurée en 1998 [89] est de 10,1 % pour la méthode ECLU contre 11,4 % pour la méthode ASRC. La méthode NP a une résolution en énergie de 10,2, % similaire à celle de la méthode ECLU.

Les déséquilibres énergétiques transverses et longitudinaux : $\frac{E_{\text{PERP}}}{E_{\text{VIS}}}, \frac{E_{\text{PAR}}}{E_{\text{VIS}}}$.

Ces deux rapports sont construits de la manière suivante :

$$\frac{E_{\text{PAR}}}{E_{\text{VIS}}} = \frac{\sum_{i \text{ part.}} E_i \cos \theta_i}{E_{\text{VIS}}} \quad (6.6)$$

$$\frac{E_{\text{PERP}}}{E_{\text{VIS}}} = \frac{\sqrt{(\sum_{i \text{ part.}} E_i \sin \theta_i \cos \phi_i)^2 + (\sum_{i \text{ part.}} E_i \sin \theta_i \sin \phi_i)^2}}{E_{\text{VIS}}} \quad (6.7)$$

“part.” représente les objets utilisés dans la reconstruction de l'énergie visible (paragraphe précédent), objets sans masse par définition.

Ces déséquilibres énergétiques sont alors les équivalents de mesures d'impulsion transverse et longitudinale normalisées.

Ces quantités sont un bon indicateur de la présence d'énergie-impulsion manquante dans l'événement, mais sont limitées par la résolution en E_{VIS} .

Le nombre de dépôts calorimétriques N_{ASRC} .

Les calorimètres enregistrent le passage de toutes les particules, chargées et neutres, neutrinos exceptés. Le nombre de dépôts est donc proportionnel au nombre de particules détectables présentes dans l'état final et est donc a priori un bon critère de sélection pour des événements aussi riches en particules hadroniques que les signaux recherchés.

Les traces.

Le nombre de traces est directement égal au nombre de particules chargées tombant

dans l'acceptance des détecteurs de traces centraux. Une trace est définie par plusieurs paramètres physiques illustrés dans la figure 2 :

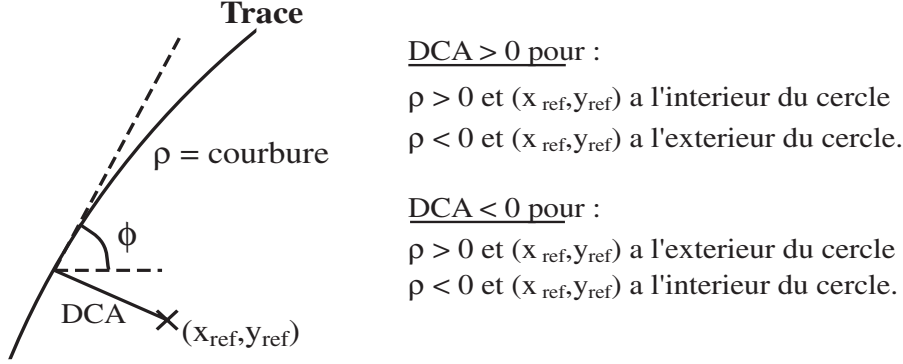


Fig. 2: Illustration de la distance d'approche minimale (DCA) et de la courbure d'une trace. Le point de référence $(x_{\text{ref}}, y_{\text{ref}})$ est toujours le point d'interaction.

D'autres paramètres sont également utilisés : le nombre de fils touchés (N HITS) associés à la trace, l'étendue de la trace (SPAN) qui est la distance en nombre de fils entre le premier et le dernier fil touchés et l'impulsion transverse \vec{p}_t , liée à la courbure.

A partir de ces paramètres, on peut définir un critère de qualité de traces :

- N HITS > 15
- SPAN \geq 15
- DCA \leq 10 mm
- $|\vec{p}_t| > 0.1$ GeV

Toute trace satisfaisant ces critères est appelée par la suite “**Bonne trace**”.

La poussée du flot d'énergie (ou Thrust \mathbf{T})

Cette variable est liée à la forme globale de l'événement et est construite de la manière suivante :

$$T = \max \frac{\sum_{\text{part.}} |\vec{p} \cdot \vec{n}|}{\sum_{\text{part.}} |\vec{p}|} \quad (6.8)$$

Où \vec{n} est déterminé lors de la maximisation du rapport et donne la direction du flot d'énergie et “part.” a la même définition que dans l'équation 6.7.

T est défini de 0,5 à 1, la première borne correspondant à un événement sphérique et la deuxième à l'émission dos à dos de deux particules sans étalement transverse, comme la production de paires : $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

Les jets : reconstruction et $\log y_{34}^D, \log y_{45}^D$.

Comme on l’a vu plus haut, l’hadronisation des quarks initiaux donne des jets de particules dont l’axe correspond généralement à la direction d’émission du parton initial.

Comme nous ne disposons que des hadrons dans l’état final, on va chercher à reconstruire le quadrivecteur du quark initial en assemblant toutes les particules qu’il a vraisemblablement pu émettre.

L’algorithme employé pour cette reconstruction est DURHAM [91], basé sur le critère d’association suivant :

$$y^{ij} = \frac{2 \min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos \theta_{ij})}{E_{\text{VIS}}^2} \quad (6.9)$$

Où les indices i et j s’appliquent à l’ensemble des particules que l’on va regrouper, E est leur énergie et θ_{ij} est l’angle entre deux de ces particules.

Ceci représente, pour un système à deux corps, l’impulsion transverse relative de la particule la moins énergétique par rapport à la particule la plus énergétique. Les particules associées forment une nouvelle particule par somme quadrivectorielle (“méthode E”, [91]). A chaque itération, les couples sont classés par ordre croissant de y^{ij} .

Le programme s’arrête si :

- le plus petit y^{ij} reconstruit est supérieur à une valeur seuil fixée par l’utilisateur (y_{cut} fixé). On considère alors le nombre de jets formés ($N_{\text{jet}}^{y_D=0.008}$ par exemple).
- le nombre d’objets assemblé est égal au nombre de jet requis par l’utilisateur (N_{jet} fixé). On considère alors le plus petit y^{ij} construit dans cette topologie.

La deuxième option fut employée pour reconstruire deux variables indispensables pour cette analyse, $\log y_{34}^D$ et $\log y_{45}^D$.

$\log y_{34}^D$ est le plus petit y^{ij} formé dans une configuration de quatre jets, et correspond donc à la séparation minimale entre les jets de cette configuration.

$\log y_{45}^D$ est défini de la même manière pour une topologie de cinq jets.

*Largeur de jets : **XOV1, XOVS2**.*

Utilisant le même algorithme de reconstruction de jets, on itère cette fois jusqu’à ce qu’il ne reste plus que deux jets. Le jet 1 étant défini comme étant le plus énergétique, on définit alors les largeurs de jets XOVS1 et XOVS2 par le rapport :

$$\text{XOV}_i = \frac{E_t}{E_{\text{TOT}}} \quad (\text{jet } i) \quad (6.10)$$

Où E_{TOT} est l’énergie totale du jet considéré et E_t est la projection de cette énergie perpendiculairement à l’axe du jet.

Cette projection est très petite pour un événement collinéaire et s’agrandit pour des événements de plus en plus sphériques. Ces quantités sont donc intimement corrélées à la poussée T définie plus haut.

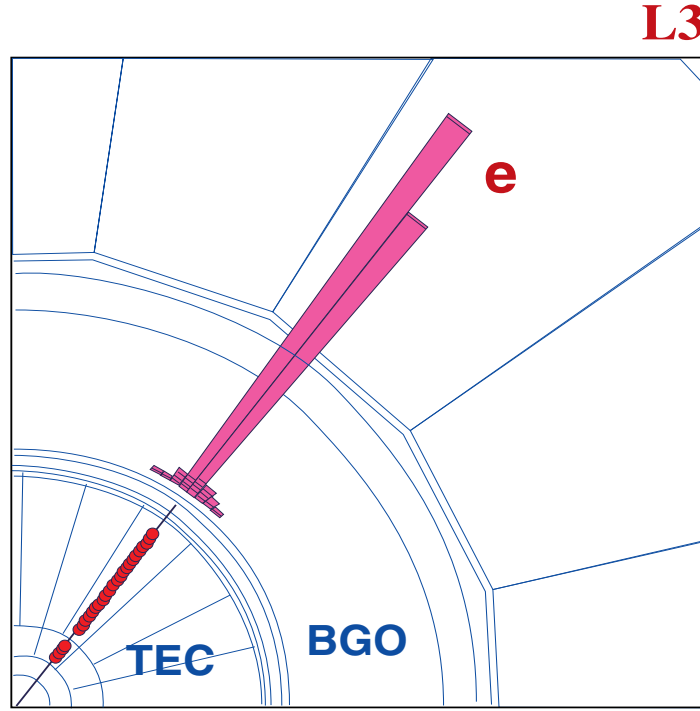


Fig. 3: Développement d'un électron dans les sous-détecteurs de l'expérience L3.

*Reconstruction d'un **électron** (ou d'un positon).*

La figure 3 illustre la détection d'un électron dans L3.

Cette particule est chargée et laisse à la fois une trace dans la TEC et un dépôt d'énergie dans l'un des calorimètres électromagnétiques (ici, le BGO).

On peut donc employer ces deux systèmes conjointement pour la mesure de l'énergie et de l'impulsion de ce type de particule ¹.

Les chambres à traces peuvent être utilisées pour reconstruire l'énergie des électrons. Cela se fait pour des leptons de faible énergie, grâce à la courbure de leur trace.

Le dépôt calorimétrique d'un électron ou d'un photon a aussi une forme et un étalement caractéristique, étalement que l'on caractérisera par la mesure de l'énergie collectée dans des matrices de 3×3 et 5×5 cristaux respectivement. Le rapport des deux mesures, appelée $\frac{E_9}{E_{25}}$ est un élément caractéristique du profil transverse de ces particules électromagnétiques.

On définira comme électron tout dépôt calorimétrique qui satisfait les critères suivants :

- $E > 1 \text{ GeV}$
- $\frac{E_{HCAL}}{E_{BGO}} < 0,2$
- $\frac{E_9}{E_{25}} > 0,93$

¹ Un positon aura le même comportement, mais sa trace aura une courbure de signe contraire.

- Une trace en coïncidence spatiale ($\delta\theta, \delta\phi < 0,05$ rad) ou énergétique ($\delta E < 0,5 \text{ GeV}$) selon l'énergie du candidat.
- Isolation : $\frac{E_{cal.}^{10^\circ}}{E_{\text{dépot}}} < 0,6$, $E_{cal.}^{10^\circ} < 15 \text{ GeV}$, $N_{\text{dépos cal.}}^{20^\circ} < 12$, $N_{\text{traces}}^{20^\circ} < 8$

où X^{10° est une quantité intégrée dans un cône de demi-angle d'ouverture correspondante (10° dans notre exemple), centré sur le candidat lepton sans l'inclure toutefois.

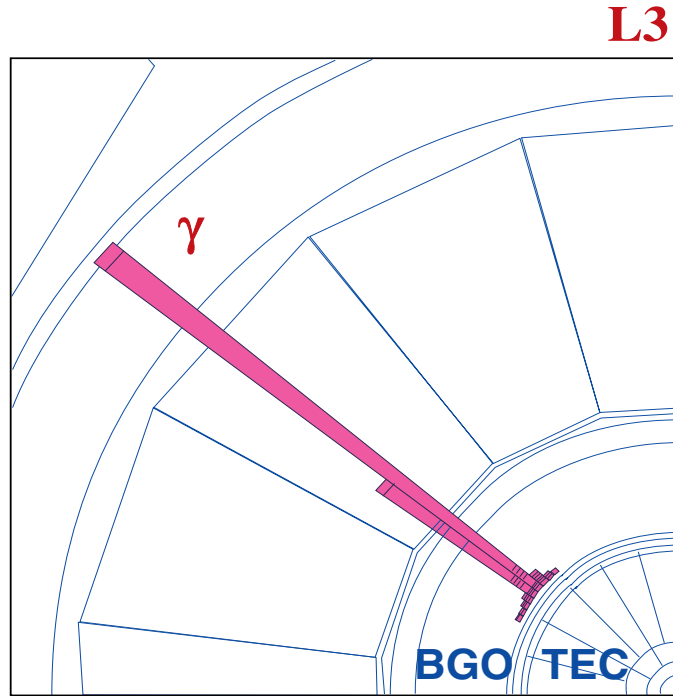


Fig. 4: Développement d'un photon dans les sous-détecteurs de l'expérience L3.

Définition d'un **photon**.

Les photons sont neutres et ne seront donc vus que dans les calorimètres électromagnétiques, comme illustré dans la figure 4.

La définition d'un photon est celle d'un électron, mais sans trace associée.

Tous les électrons émis hors de l'acceptance de la TEC ($|\cos\theta| > 0,97$) n'ont pas de trace associée et sont considérés comme des photons dans cette analyse.

L'énergie au centre de masse réduit normalisée : $\frac{\sqrt{s'}}{\sqrt{s}}$

Lorsque $\sqrt{s} > M_Z$, la production d'un seul boson Z résonant peut donner lieu à l'émission d'un photon dur dans l'état initial, comme illustré dans le diagramme de la figure 5.

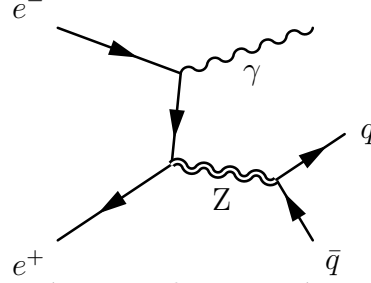


Fig. 5: Diagramme de production résonante de Z avec émission d'un photon dans l'état initial et désintégration du Z en hadrons.

Ce photon est issu d'un des leptons avant l'interaction. Il est généralement collinéaire à l'axe du faisceau et reste indétecté. Dans ce cas là, nous avons production de fermions acoplanaires avec une grande quantité d'énergie manquante pointant dans la direction du faisceau.

Cependant, il arrive de temps en temps que le photon initial (ou ISR) soit détecté et pris en compte dans le calcul de l'énergie visible.

Les événements hadroniques correspondant n'auront pas d'énergie manquante et seront de type "trois-jets", le photon identifié formant un jet à part entière.

Pour réduire ce type de fond, on recherche un photon isolé (défini ci-dessus) dans l'événement. Si on n'en trouve pas, on suppose qu'il est émis dans le tube faisceau ($|\cos \theta_\gamma| = 1$).

On soustrait alors le candidat photon et on reconstruit le reste de l'événement en 2 jets hadroniques j_1 et j_2 . On définit alors la quantité normalisée :

$$\frac{\sqrt{s'}}{\sqrt{s}} = \sqrt{1 - \frac{2 |\sin(\theta_{\gamma-j_1} + \theta_{\gamma-j_2})|}{\sin \theta_{\gamma-j_1} + \sin \theta_{\gamma-j_2} + |\sin(\theta_{\gamma-j_1} + \theta_{\gamma-j_2})|}} \quad (6.11)$$

avec $\theta_{\gamma-j_1}$ et $\theta_{\gamma-j_2}$ les angles entre le photon initial et chacun des deux jets j_1 et j_2 respectivement. Cette variable est l'énergie au centre de masse réduit, normalisée à l'énergie totale au centre de masse.

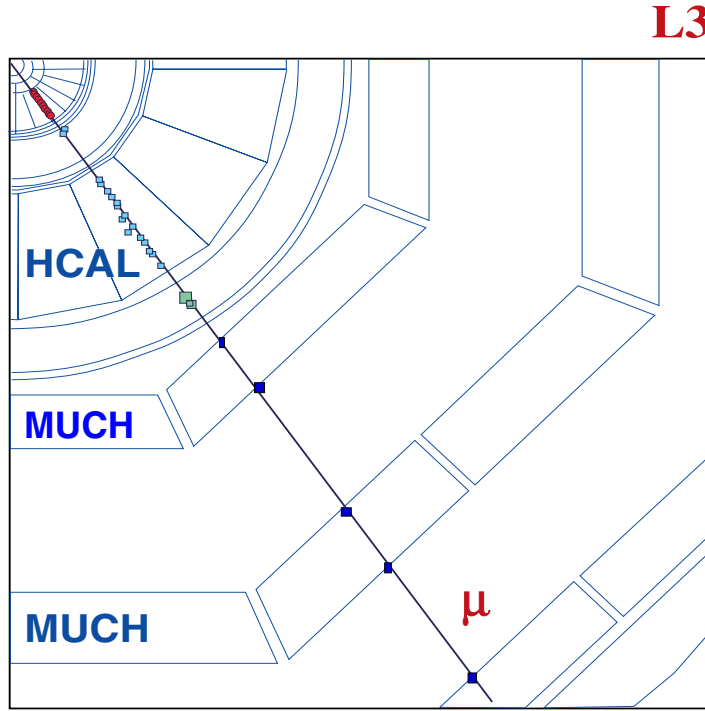


Fig. 6: Détection d'un muon dans l'expérience L3.

Les *muons*.

La figure 6 décrit les interactions d'un muon avec les sous-détecteurs de L3.

Les muons vont laisser une trace dans les chambres à traces centrales, mais n'interagiront que faiblement avec la matière des calorimètres, ne laissant qu'un dépôt d'ionisation minimale (ou MIP) de l'ordre de 2 GeV dans le HCAL et 0.3 GeV dans le ECAL. Ils vont également traverser les scintillateurs et les filtres à muons pour donner une trace dans les chambres à muons, s'ils ont une impulsion assez grande et s'ils tombent dans l'acceptance angulaire de ces chambres.

Nous n'allons considérer que des muons énergétiques, reconstruit dans la partie tonneau avec un minimum de deux impacts dans les chambres P ou un dans les chambres Z ou vers l'avant avec un impact dans les chambres frontales.

Une trace correspondante est également requise dans la TEC, avec les caractéristiques suivantes :

- $p_t > 0.5$ GeV
- $DCA < 10$ mm
- $N \text{ HITS} > 10$

Elle doit être en coïncidence spatiale avec la trace reconstruite dans les chambres à muons : $\Delta\phi < 0.1$ rad.

D'autres coupures s'appliquent selon l'impulsion transverse de l'objet :

$$\begin{cases} p_t < 15 \text{ GeV} & E_{cal.}^{5^\circ-10^\circ} \leq 5 \text{ GeV}, N_{\text{dépôts cal}}^{20^\circ} \leq 3, N_{\text{traces}}^{20^\circ} \leq 2 \\ p_t > 15 \text{ GeV} & E_{cal.}^{5^\circ-10^\circ} \leq 15 \text{ GeV}, N_{\text{dépôts cal}}^{20^\circ} \leq 9, N_{\text{traces}}^{20^\circ} \leq 6 \end{cases}$$

avec les conventions employées pour les électrons.

Les muons d'origine cosmique sont éliminés par coïncidence temporelle entre deux plans opposés de scintillateurs.

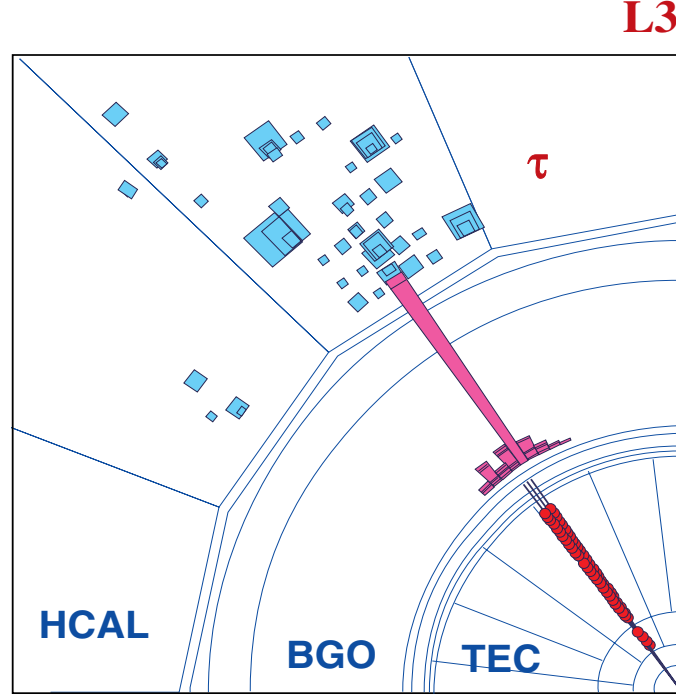


Fig. 7: Désintégration d'un tau en 3 pions chargés ("3-prong") dans l'expérience L3.

Les *taus*.

Un lepton tau se désintègre soit en un lepton plus léger et deux neutrinos, soit en un petit nombre de hadrons et un neutrino tau qui forment alors un fin jet isolé (illustration en figure 7).

C'est la sélection de ce dernier mode que l'on va décrire ici.

On boucle sur les traces non utilisées pour la reconstruction des électrons et des muons. Un candidat tau remplit les conditions suivantes :

- Il a un nombre réduit de traces :
 - $1 \leq N_{\text{traces}}^{10^\circ} \leq 3$
 - $N_{\text{traces}}^{10^\circ-30^\circ} \leq 1$
- Il pointe sur un groupe de dépôts calorimétriques également isolé
 - $E_{\text{cal.}}^{10^\circ} \geq 2 \text{ GeV}$
 - $\frac{E_{\text{cal.}}^{10^\circ-30^\circ}}{E_{\text{cal.}}^{10^\circ}} \leq 1$

- $0 < N_{\text{dépôts cal.}}^{10^\circ} \leq 8$
- $N_{\text{dépôts cal.}}^{10^\circ-30^\circ} \leq 5$

II Etablissement d'une préselection globale

A part quelques cas particuliers comme les canaux semileptonique et leptonique des désintégrations indirectes de charginos ($\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \ell \nu q q \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \ell \nu \ell \nu \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ respectivement) où la désintégration indirecte de neutralinos lourds en neutrinos et $\tilde{\chi}_1^0$, nous recherchons de manière générale un état final hadronique ayant un grand nombre de particules et dépourvu d'énergie manquante.

Le critère de multiplicité réside dans les quantités N_{ASRC} (multiplicité totale) et N_{traces} (multiplicité chargée).

Pour sélectionner les événements hadroniques ($e^+e^- \rightarrow q \bar{q}$), on demande généralement $N_{\text{ASRC}} > 13$ [92].

Six quarks au minimum sont produits dans les événements recherchés, aussi pourrait-on à priori renforcer cette coupure.

Malheureusement, la multiplicité des particules est mal reproduite par SUSYGEN (voir chapitres 5 et 7), aussi nous conserverons la coupure standard sur cette variable.

Les conclusions sont les mêmes pour les traces et la coupure standard est : $N_{\text{Bonnes traces}} > 0$.

Les hadrons formés partagent leur énergie entre les calorimètres électromagnétiques (principalement le BGO en raison de son acceptance) et le calorimètre hadronique.

Afin de rejeter les événements de bruit calorimétrique d'une part et les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ et $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ résiduels d'autre part, on imposera un seuil minimum et un niveau maximum d'énergie dans le BGO :

$$0,05 < \frac{E_{\text{ECAL}}}{E_{\text{VIS}}} < 0,98$$

Pour définir un événement sans énergie manquante, on peut se baser sur deux informations :

- La mesure de l'énergie totale (ou énergie visible).
- La mesure de l'impulsion totale.

Les deux critères sont employés.

Nous demanderons que l'énergie visible soit supérieure à 70 % de l'énergie au centre de masse \sqrt{s} . Pour avoir la meilleure mesure possible, nous ne conservons que les événements bien contenus dans les calorimètres : l'énergie visible localisée dans les régions frontales ($|\cos(\theta)| > 0.98$), appelée EV_{12} , doit représenter moins de 30 % du

total. De la même manière, le flot d'énergie ne doit pas être dirigé le long de l'axe du faisceau : $|\cos \theta_T| < 0.99$.

L'impulsion totale est à priori mesurée avec une meilleure résolution, puisqu'elle repose sur les distributions angulaires des particules, mais elle repose également sur la quantité d'énergie déposée dans une région donnée du détecteur et la manière dont elle est évaluée et éventuellement corrigée (voir section sur l'énergie visible).

Pour réduire cette dépendance en énergie, nous allons considérer dans la figure 8 les déséquilibres dans le flot global d'énergie, $\frac{E_{\text{PAR}}}{E_{\text{VIS}}}$ et $\frac{E_{\text{PERP}}}{E_{\text{VIS}}}$.

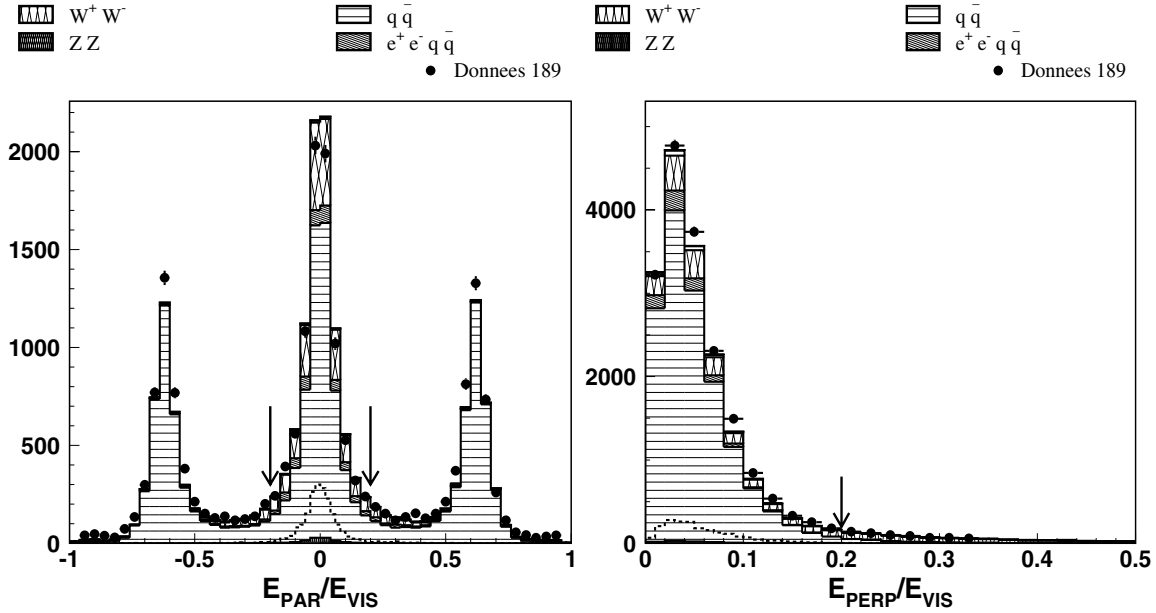


Fig. 8: Distributions de $\frac{E_{\text{PAR}}}{E_{\text{VIS}}}$ et de $\frac{E_{\text{PERP}}}{E_{\text{VIS}}}$ avant coupure, pour les données à $\sqrt{s} = 189$ GeV (points) et les prédictions du MS (histogrammes). Un exemple de signal $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$, ($M_{\tilde{\chi}_1^0} = 50$ GeV) est également représenté en pointillés. (normalisation arbitraire).

Sur la distribution de $\frac{E_{\text{PAR}}}{E_{\text{VIS}}}$, on remarque deux pics collatéraux au pic à pleine énergie (au centre).

Ces deux pics correspondent essentiellement aux événements hadroniques avec émission d'un photon initial dur dans le tube faisceau. L'énergie de recul du système hadronique est alors fortement déportée de l'autre côté, parallèlement au tube.

Cette quantité est donc complémentaire à $\frac{\sqrt{s'}}{\sqrt{s}}$ pour identifier les événements à ISR durs, la deuxième s'étendant également aux cas où le photon initial est mesuré.

En tenant compte de la résolution du détecteur, on détermine les coupures pour sélectionner le pic à pleine énergie :

$$\frac{|E_{\text{PAR}}|}{E_{\text{VIS}}} < 0.2, \frac{E_{\text{PERP}}}{E_{\text{VIS}}} < 0.2 \quad (6.12)$$

En complément de ceci, pour réduire le fond $q \bar{q}$ avec émission d'un photon dur dans l'état initial, nous demanderons $\frac{\sqrt{s'}}{\sqrt{s}} > 0.8$.

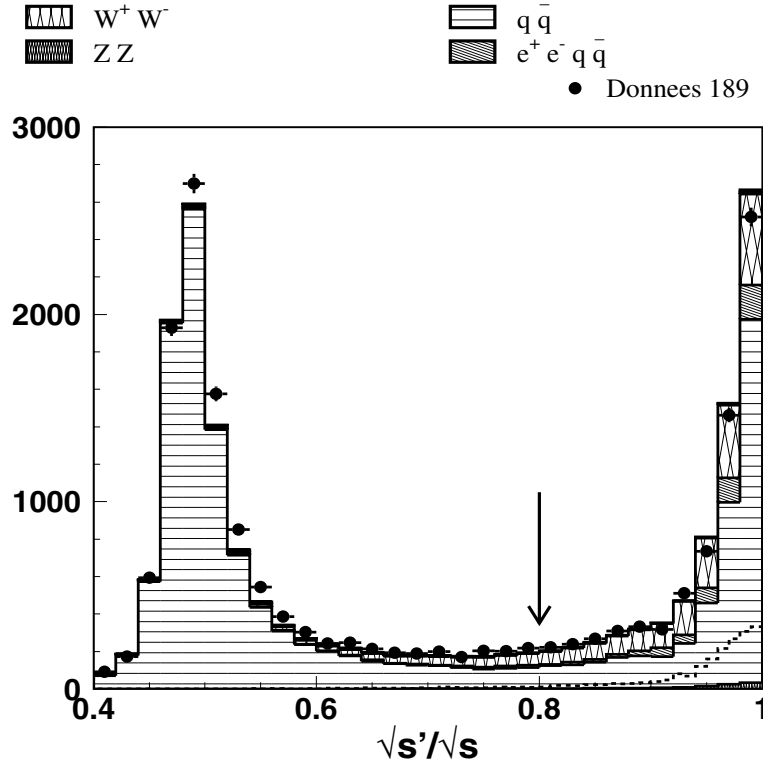


Fig. 9: Distribution de $\frac{\sqrt{s'}}{\sqrt{s}}$ pour les données à $\sqrt{s} = 189$ GeV (points) et les prédictions du MS (histogrammes). Un exemple de signal $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$, ($M_{\tilde{\chi}_1^0} = 50$ GeV) est également représenté en pointillés. (normalisation arbitraire).

La figure 9 montre bien le pic à pleine énergie ($\frac{\sqrt{s'}}{\sqrt{s}} \geq 0.9$). Le deuxième pic à $\frac{\sqrt{s'}}{\sqrt{s}} = 0.5$ est peuplé essentiellement par les événements $e^+ e^- \rightarrow q \bar{q} \gamma$ avec production intermédiaire d'un Z résonant qui sont assez mal reproduits par le générateur PYTHIA. La table 6.1 récapitule les coupures mentionnées.

$$\begin{aligned}
& N \text{ ASRC} > 13, N \text{ traces} > 0, \\
& \frac{E_{\text{VIS}}}{\sqrt{s}} > 0,7; \frac{|E_{\text{PAR}}|}{E_{\text{VIS}}} < 0,2; \frac{E_{\text{PERP}}}{E_{\text{VIS}}} < 0,2 \\
& |\cos \theta_{\text{T}}| < 0,99; \frac{EV_{12}}{E_{\text{VIS}}} < 0,3 \\
& \frac{\sqrt{s'}}{\sqrt{s}} > 0,8; 0,05 < \frac{E_{\text{ECAL}}}{E_{\text{VIS}}} < 0,98
\end{aligned}$$

Tab. 6.1: Résumé des coupures de présélection globale.

La figure 10 représente l'énergie visible normalisée après application de toutes les coupures de présélection.

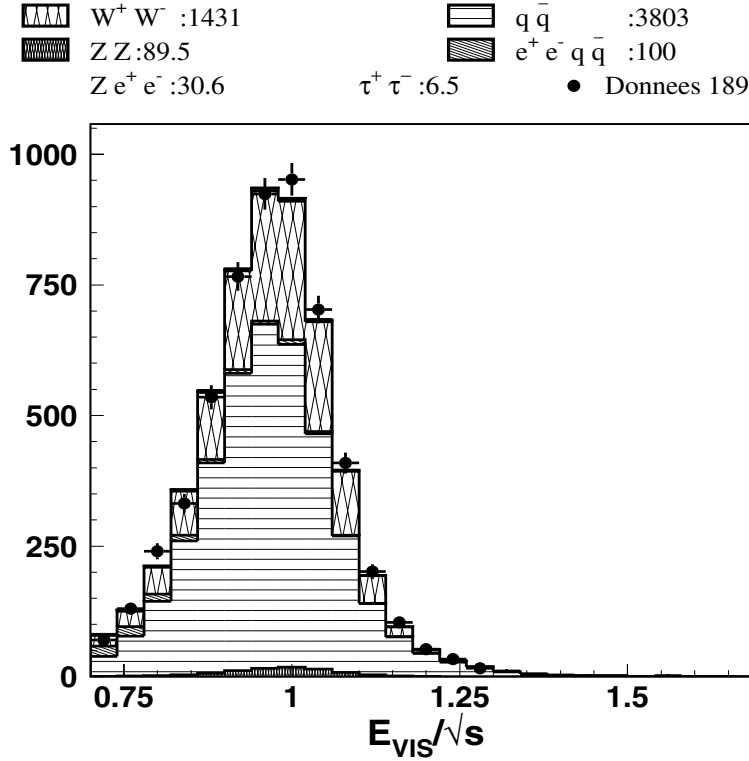


Fig. 10: Distribution de l'énergie visible (normalisée à celle du centre de masse) pour les données collectées à $\sqrt{s} = 189$ GeV (points) et les différents fonds attendus superposés (histogrammes hachurés).

A ce niveau de sélection, nous avons 5492 candidats dans les données enregistrées à $\sqrt{s} = 189$ GeV. Le Modèle Standard en prévoit 5463 ± 32 (stat.) qui se répartissent en

3803 ± 30 $q \bar{q}$, 1431 ± 3 $W^+ W^-$, 89.5 ± 0.2 ZZ , 100 ± 10 interactions “photon–photon”, 30.6 ± 0.8 Ze^+e^- et 6.5 ± 0.3 $\tau^+\tau^-$.

Les efficacités de sélection de signal sont aux environs de 80–90 %, avec une réduction à 60 % pour les désintégrations indirectes semileptoniques et leptoniques de paires de charginos. Pour cette raison, cette présélection ne sera pas appliquée pour ces deux canaux.

III Dérivation des séllections spécifiques

Les points de masse qui ont été exclus par l’analyse des données à 183 GeV [70] n’ont pas été réétudiés.

La recherche de neutralinos dans les données collectées à $\sqrt{s} = 189$ GeV commence donc à $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 26$ GeV et celle des charginos à $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 90$ GeV.

III.1 Désintégrations directes de neutralinos

Ce paragraphe ne parle que des processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$, produisant six jets dans l’état final. Cependant, l’éventail de masses autorisées pour les neutralinos est important, ce qui se traduit par un grand nombre de topologies possibles pour ces événements hadroniques, comme on peut le constater dans la figure 11.

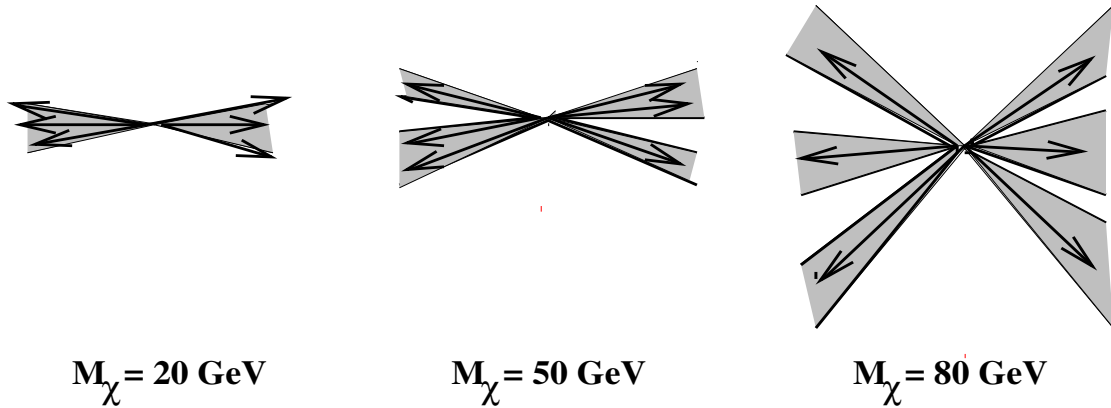


Fig. 11: Topologies rencontrées pour différentes masses de neutralinos.

On a ainsi un éventail de topologies allant de l’événement collinéaire où les jets des neutralinos ont fusionné trois par trois pour former deux jets émis dos à dos, jusqu’à l’événement sphérique où l’attribution des jets au neutralino initial est difficile.

Pour couvrir l’ensemble des topologies possibles, nous avons construit huit séllections qui reposent toutes sur les mêmes variables mais avec des coupures différentes.

Ces variables sont :

- La poussée T

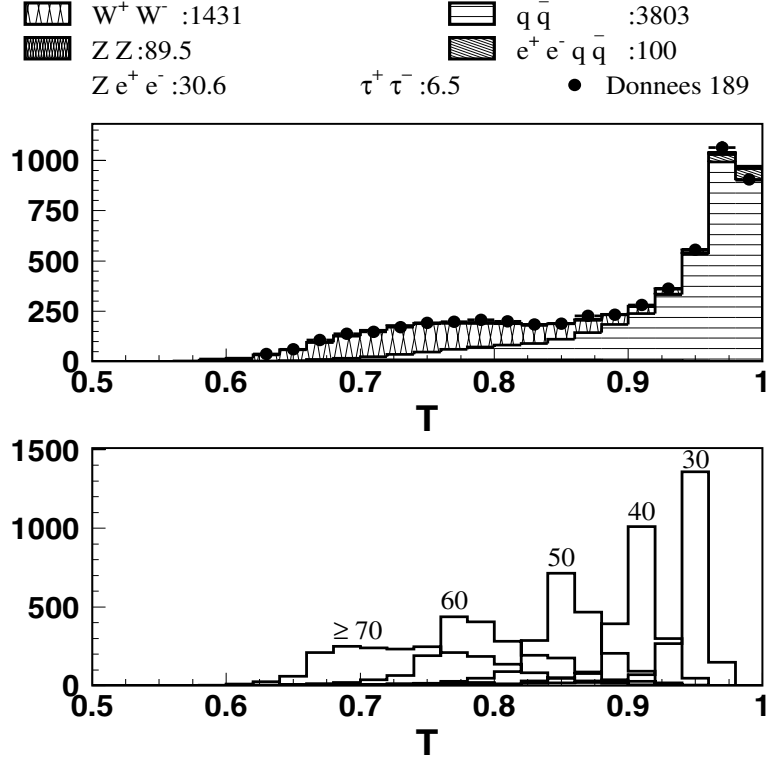


Fig. 12: Distribution de la poussée de l'événement, pour les données et les prédictions du Modèle Standard à $\sqrt{s} = 189$ GeV (en haut) et des signaux de $\tilde{\chi}_1^0$ (en bas). Le chiffre au sommet de chaque histogramme du bas correspond à la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ pour le signal représenté. La normalisation des signaux est arbitraire.

La figure 12 illustre l'évolution attendue de cette variable pour différentes masses de $\tilde{\chi}_1^0$.

A basse masse, les neutralinos sont accélérés et l'émission des hadrons issus de leur désintégration se fait dans un cône restreint. Nous avons donc de grandes valeurs de T , et une distribution bien piquée pour le signal, ce qui permet de restreindre fortement le fond à la sélection.

A haute masse ($M > 60$ GeV), l'événement devient sphérique et la direction du flot d'énergie devient difficile à déterminer. La reconstruction de T devient moins évidente, les distributions pour le signal s'élargissent et cette variable ne sert plus alors qu'à éliminer le bruit de fond $q \bar{q}$.

$$- \log y_{34}^D, \log y_{45}^D$$

A cause des fusions de jets, accidentelles lorsque l'événement est sphérique ou forcées par la cinématique lorsque les neutralinos sont accélérés, demander six jets bien séparés n'est pas vraiment utile.

Il est en fait suffisant de forcer l'événement en quatre ou cinq jets et de considérer les topologies obtenues.

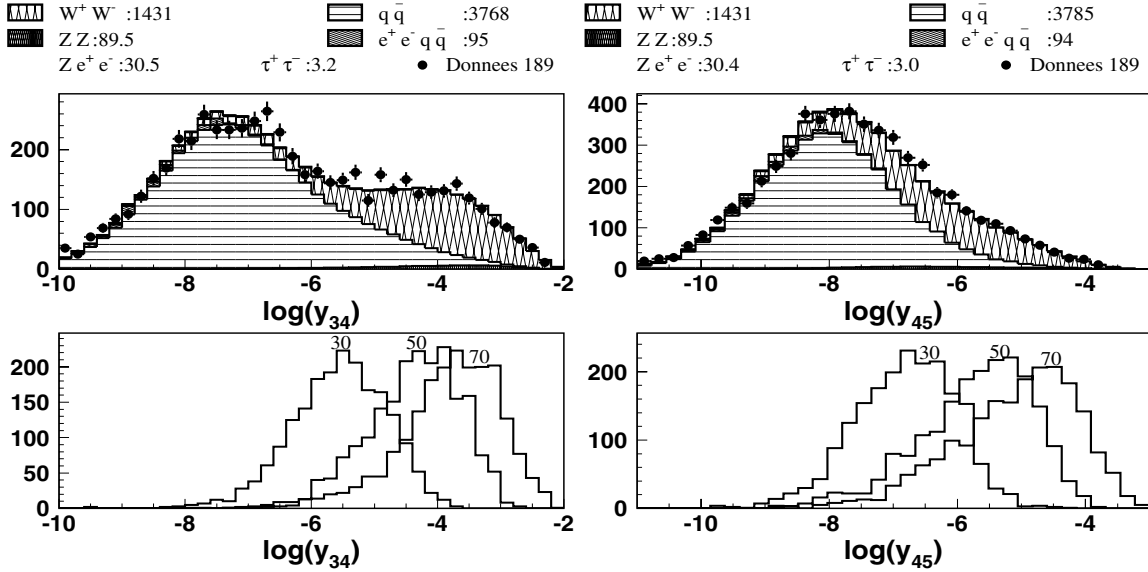


Fig. 13: Distributions de $\log y_{34}^D$ et $\log y_{45}^D$ pour les données et les prédictions du Modèle Standard à $\sqrt{s} = 189$ GeV (en haut) et des signaux de $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ (en bas). Le chiffre au sommet de chaque histogramme représente la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ pour le signal représenté. La normalisation des signaux est arbitraire.

La figure 13 illustre le comportement en $\log y_{34}^D$ et $\log y_{45}^D$ des différents bruit de fonds et des signaux étudiés.

Les petites valeurs de ces variables signifieront que la configuration choisie est mal adaptée et que les jets formés sont assez rapprochés les uns des autres.

C'est le cas notamment du fond $q \bar{q}$, qui donne majoritairement des événements à deux jets à faible étalement et émis dos à dos.

Forcer de tels événements en un nombre supérieur de jets revient à créer artificiellement des sous-jets qui demeureront très proches dans l'espace des phases.

Les désintégrations purement hadroniques de paires de W ou de Z donneront naturellement quatre jets bien séparés et auront des valeurs supérieures de $\log y_{34}^D$ et $\log y_{45}^D$.

Cependant, le signal étudié produit naturellement six jets, qui seront bien séparés à haute masse quand les accélérations des $\tilde{\chi}_1^0$ primaires ne seront plus assez fortes pour contraindre spatialement l'émission des jets.

Ceci confère au signal des valeurs légèrement supérieures de $\log y_{45}^D$ notamment, ce qui permettra de réduire une bonne partie des fonds attendus et de compenser l'inefficacité relative des coupures sur T pour les neutralinos de haute masse.

– Les largeurs de jets.

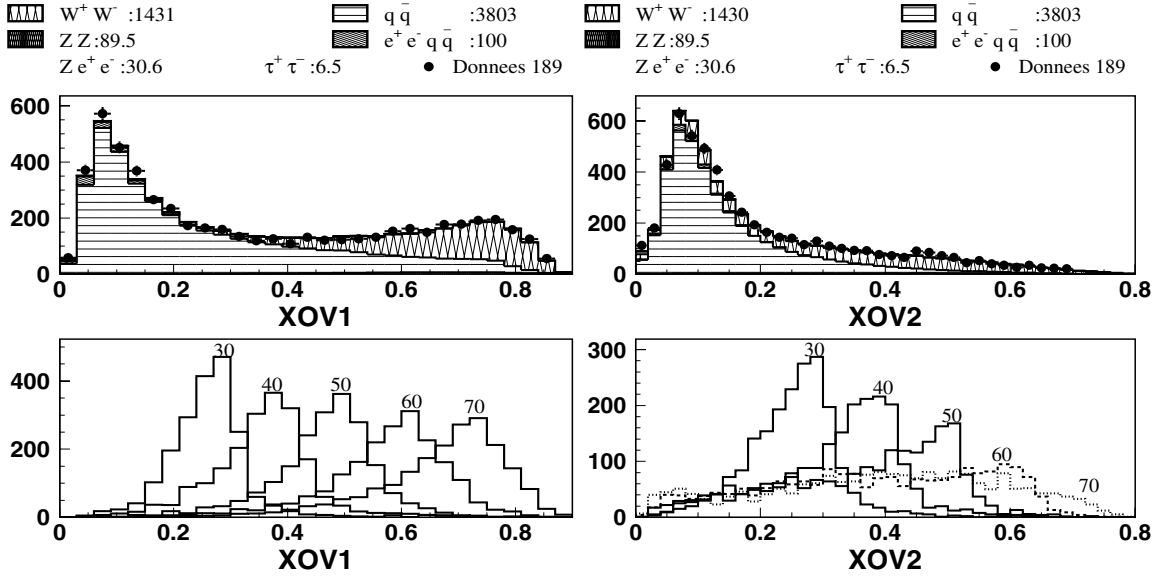


Fig. 14: Distributions de $XOV1$ et de $XOV2$ pour les données et les prédictions du Modèle Standard à $\sqrt{s} = 189$ GeV (en haut) et des signaux de $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ (en bas). Le chiffre au sommet de chaque histogramme représente la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ pour le signal représenté. La normalisation des signaux est arbitraire.

D'après la partie inférieure gauche de la figure 14, $XOV1$ croît avec la masse du neutralino, indiquant une ouverture croissante du cône d'émission des jets de chaque neutralino.

Cela devrait également être le cas pour $XOV2$ (représenté à droite), mais l'étalement des distributions à hautes masses ne permet pas de conclure.

Cet étalement est dû au fait que les jets sont classés par ordre énergétique, $XOV2$ étant attaché au moins énergétique et donc au moins bien défini des deux.

Cette variable ne sera donc pas employée par la suite.

Le tableau 6.2 détaille les coupures effectuées par sélection.

Dénomination	M $\tilde{\chi}_1^0$ (GeV)	T	XOV1	$\log y_{34}^D$	$\log y_{45}^D$
n2030	[20 ; 30]	[0,94 ; 0,99]	[0,12 ; 0,22]	> -7	> -10
n3040	[30 ; 40]	[0,9 ; 0,96]	[0,15 ; 0,45]	> -7	> -10
n4050	[40 ; 50]	[0,82 ; 0,92]	[0,2 ; 0,6]	> -6	> -8
n5060	[50 ; 60]	[0,73 ; 0,89]	[0,2 ; 0,7]	> -6	> -7
n6070	[60 ; 70]	[0,68 ; 0,82]	[0,3 ; 0,9]	> -5	> -6
n7080	[70 ; 80]	[0,5 ; 0,85]	[0,3 ; 0,9]	$> -4,5$	$> -5,5$
n8090	[80 ; 90]	[0,5 ; 0,85]	[0,3 ; 0,9]	> -4	> -5
n9094	[90 ; 94]	[0,5 ; 0,85]	[0,35 ; 0,9]	> -4	$> -4,8$

Tab. 6.2: Liste des séllections $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ avec les coupures principales effectuées

La première colonne donne les noms attribués aux séllections construites, la deuxième les deux points de masse auxquels elles s'appliquent. Les intervalles définis sont les intervalles séllectionnés (coupures en fenêtre).

On constate l'élargissement des intervalles en T pour des masses croissantes ainsi que l'évolution de leurs bornes vers des valeurs plus basses.

Les intervalles en XOVI s'élargissent de même, mais les bornes croissent. Les coupures en $\log y_{34}^D$ et $\log y_{45}^D$ suivent la même tendance.

Les séllections sont faites sur deux points de masse à la fois, afin d'assurer un recouvrement minimal entre les séllections, recouvrement que l'on peut constater dans les intervalles définis dans le tableau 6.2 et dans la matrice d'efficacités croisées reproduite dans le tableau 6.3.

Dénomination	n2030	n3040	n4050	n5060	n6070	n7080	n8090	n9094
$M_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV)								
M=20	52.7	2.3	—	—	—	—	—	—
M=30	53.3	54.3	1.9	—	—	—	—	—
M=40	—	49.1	50.4	8.0	—	—	1.2	1.0
M=50	—	2.3	46.8	57.1	5.0	2.0	12.2	8.0
M=60	—	1.2	6.6	52.8	47.3	34.6	36.8	39.8
M=70	—	—	3.6	22.2	49.8	51.1	48.4	41.0
M=80	—	—	3.4	21.7	44.2	55.4	51.9	43.5
M=90	—	—	7.4	28.8	49.8	54.6	56.8	49.2
M=94	—	—	9.3	29.8	52.0	54.5	58.5	51.6

Tab. 6.3: Matrice d'efficacités croisées pour les séllections présentées dans le tableau 6.2. Chaque ligne correspond à un point de masse de neutralino, les efficacités sont données en %.

On voit sur cette table que les séllections à haute masse (n5060 à n9094) se recoupent largement entre elles. Ce fait se maintient après optimisation des séllections, et nous verrons dans le chapitre 7 comment nous pouvons tirer parti de cette situation pour réduire le nombre des séllections en combinant celles-ci.

III.2 Désintégrations indirectes de charginos et de neutralinos

III.2.1 Les paires de charginos

D'après le chapitre 3, les paires de charginos se désintègrent en trois principaux canaux :

- Le canal dit “**hadronique**” : $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow W^* W^* \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow q\bar{q}' q'' \bar{q}''' qq qqq$, qui nous donne 10 quarks sans énergie manquante dans l'état final.
- Le canal dit “**semileptonique**” : $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow W^* W^* \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow q\bar{q}' \ell \nu qq qqq$, qui nous donne 8 quarks, 1 lepton et de l'énergie manquante dans l'état final.
- Le canal dit “**leptonique**” : $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow W^* W^* \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell \nu \ell' \nu' qq qqq$, qui nous donne 6 quarks, 2 leptons et plus d'énergie manquante dans l'état final.

Nous avons commencé par ne considérer que le canal hadronique, avant d'étendre l'analyse aux canaux leptonique et semileptonique.

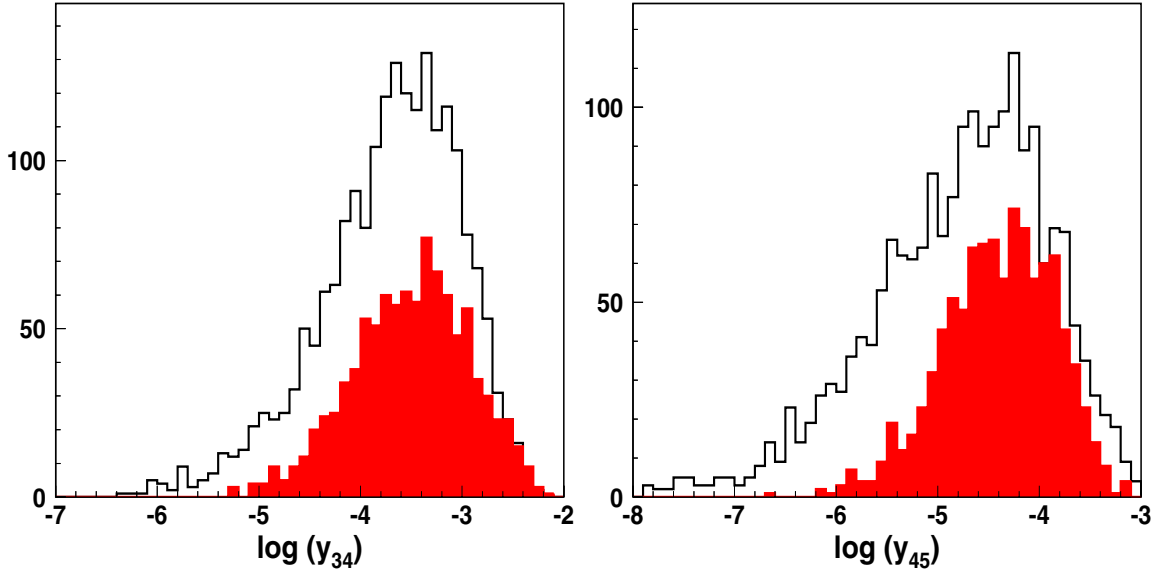


Fig. 15: Distribution de $\log y_{34}^D$ et de $\log y_{45}^D$ pour des neutralinos de 94 GeV (ligne continue) et des charginos de même masse se désintégrant en 10 quarks dans le canal hadronique (histogrammes grisés superposés).

Du fait des grandes similarités dans les distributions des variables principales ($\log y_{34}^D, \log y_{45}^D$) pour les neutralinos $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ et les désintégrations indirectes hadroniques des charginos, nous avons essayé de réutiliser les sélections de neutralinos à haute masse pour l'étude des désintégrations hadroniques de charginos (voir figure 15).

Le tableau 6.4 montre le bien-fondé de cette approche :

Signal	n 94	c(94,20)	c(94,30)	c(94,40)	c(94,60)	c(94,80)	c(94,90)
Efficacité (%)	51,6	65,3	74,4	73,8	77,0	62,0	54,1

Tab. 6.4: Efficacités obtenues à partir de la sélection de neutralinos $n9094$ sur un signal de neutralinos de 94 GeV (n 94) et sur des charginos de 94 GeV ($c(94,X)$), où X est la masse en GeV du neutralino produit lors de la désintégration du chargino).

On voit que l'efficacité de cette sélection combinée sur les charginos est comparable et même meilleure que celle obtenue avec les neutralinos. Ce choix économique est donc largement justifié.

Ceci n'est cependant valable que pour le canal de désintégration hadronique des charginos, en 10 quarks.

Pour les canaux semileptoniques et leptoniques, des séllections spécifiques ont été dérivées, pour tenir compte à la fois des leptons et de l'énergie manquante générés :

– Pour le canal semileptonique :

$$\begin{aligned} \frac{E_{\text{VIS}}}{\sqrt{s}} &> 0.6, \quad \frac{E_{\text{PAR}}}{E_{\text{VIS}}} < 0.3, \quad \frac{E_{\text{PERP}}}{E_{\text{VIS}}} < 0.3 \\ N_{\text{bonnes traces}} &> 20, \quad \log y_{34}^D > -7, \quad \log y_{45}^D > -8 \\ N_{\text{lepton}} &\geq 1, \quad \text{lepton} = (e, \mu, \tau), \quad E_{\text{cal.}}^{20} \ell < 1 \text{ GeV (isolation)}. \end{aligned}$$

où $E_{\text{cal.}}^{20} \ell$ est l'énergie calorimétrique dans un cône de 20 degrés d'ouverture autour du candidat lepton (lepton exclu).

– Une sélection pour le canal leptonique :

$$\begin{aligned} 0.5 &< \frac{E_{\text{VIS}}}{\sqrt{s}} < 0.9, \quad \frac{E_{\text{PAR}}}{E_{\text{VIS}}} < 0.5, \quad \frac{E_{\text{PERP}}}{E_{\text{VIS}}} < 0.5 \\ 10 &< N_{\text{bonnes traces}} < 30, \quad \log y_{34}^D > -7, \quad \log y_{45}^D > -8, \\ N_{\text{leptons}} &\geq 2. \end{aligned}$$

Certaines coupures sont des coupures de présélection relachées, nous ne sommes donc pas partis du tronc commun décrit dans la section II.

Il faut noter que ces deux séllections reposent sur la présence de leptons et d'énergie manquante, si bien que ces séllections ne seront en fait efficaces que sur des signaux de charginos associés à des neutralinos légers.

Cependant, lorsque le neutralino se rapproche de la dégénérescence avec le chargino, les caractéristiques semileptoniques et leptoniques se diluent (on ne voit que les produits de désintégration des neutralinos) et la sélection hadronique pleine énergie redevient efficace.

III.2.2 Les désintégrations **indirectes** de neutralinos.

On considère les désintégrations suivantes de neutralinos lourds :

$$\tilde{\chi}_j^0 \rightarrow Z \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \begin{cases} q\bar{q} & qqq \\ \ell^+ \ell^- & qq\ell \\ \nu\bar{\nu} & qq\ell \end{cases}$$

Ces désintégrations donnent également des événements hadroniques relativement sphériques, aussi nous sommes-nous contentés de leur appliquer simplement les trois sélections dérivées pour les charginos, sans refaire de sélection dédiée.

III.3 Désintégrations de leptons scalaires

La désintégration de sleptons chargés $\tilde{\ell}\tilde{\ell} \rightarrow \ell\tilde{\chi}_1^0\ell\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell qq\ell qq$ fournit un état final multijets avec en supplément deux leptons de charges opposées que l'on peut essayer d'isoler.

Dans un même souci d'économie, nous sommes partis des sélections de neutralinos de masse correspondante ($M_{\tilde{\chi}_1^0} \equiv M_{\tilde{\ell}}$), et en greffant sur ces sélections une sous-sélection dépendant du type de lepton attendu dans l'état final :

- électrons : 2 objets de type électron sont requis, parmi lesquels au moins 1 d'entre eux est bien isolé. Photon, muon, particules d'ionisation minimale (MIP) ou candidats taus sont rejetés.

Le critère d'isolation est le suivant : l'énergie calorimétrique dans un cône de 20 degrés d'ouverture autour de l'objet (objet exclu) doit être inférieure à 1 GeV.

- muons : 2 objets de classe muon sont requis, au moins 1 bien isolé, avec le même critère d'isolation que pour les électrons. Electron, photon, MIP et candidats taus sont rejetés de même.
- taus : 1 seul candidat est requis, qu'il soit électron, muon ou tau hadronique. Compte tenu des conditions difficiles d'isolation d'un fin jet hadronique dans un milieu hadronique dense, aucun critère d'isolation n'est appliqué.

Cependant, des coupures spéciales ont été retenues pour les signaux de staus avec des neutralinos légers (jusqu'à $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 30$ GeV). Comme on l'a dit plus haut, les neutralinos légers sont fortement accélérés et ne forment qu'un seul jet à faible étalement. Dans ces conditions, les jets de taus peuvent être clairement isolés, et l'on peut facilement reconstruire la masse des staus de l'état final qui compte 4 jets bien séparés.

Une fenêtre de masse de ± 5 GeV autour de la masse du stau recherché est construite à partir d'un ajustement cinématique à 5 contraintes (conservation de l'énergie-impulsion et masses des dijets égales) pour ces signaux uniquement.

IV Optimisation des coupures

Toutes les sélections dérivées jusqu'à présent (neutralinos, charginos ou sleptons) retiennent autour de 50 % du signal attendu, mais aussi de 1 à 3 pb de fond résiduel ($q\bar{q}$ ou W^+W^- , ZZ selon la topologie) difficilement réductible, alors que les sections efficaces typiques des signaux recherchés sont dix fois plus petites.

Afin d'obtenir la meilleure sensibilité à un éventuel signal, on va soumettre chaque sélection à une procédure automatique d'optimisation qui sera l'objet de cette section.

IV.1 Définition des variables discriminantes

Une variable sera discriminante si elle permet de bien faire la séparation entre le signal et le fond, et donc si les distributions correspondantes ont des formes différentes.

Les signaux recherchés ont un bruit de fond topologiquement similaire non négligeable, on ne peut pas s'attendre à trouver de variables qui sépareraient complètement signal et fond.

On peut cependant jouer sur les coupures lâches dérivées dans la section précédente pour voir jusqu'où l'on peut améliorer le rapport signal sur bruit.

Sans grande surprise, les variables discriminantes retenues seront les variables principales des sélections précédentes :

- T
- $\log y_{34}^D, \log y_{45}^D$
- XOVI

Chacune de ces variables va donner deux coupures à optimiser, une limite inférieure et une limite supérieure. Nous avons donc au total huit paramètres à ajuster.

IV.2 Méthode d'optimisation

IV.2.1 Estimateur

La méthode d'optimisation des coupures employée repose sur la minimisation d'un estimateur f [93], basée sur la statistique de Poisson :

$$f(b, b_s) = \frac{\langle \kappa \rangle}{\epsilon} \text{ avec } \langle \kappa \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \kappa_n(b_s) e^{-b} \frac{b^n}{n!} \quad (6.13)$$

où ϵ est l'efficacité de la sélection sur le signal, b le nombre total d'événements de bruit de fond, b_s le nombre d'événements de bruit de fond soustrayable ² et les coefficients κ_n représentent la limite supérieure à 95 % de niveau de confiance du nombre d'événements de signal attendus pour n produits, ($\mathbf{n}=\mathbf{b}+\mathbf{s}$). Il sont obtenus à partir de cette relation :

$$1 - 0.95 = \frac{e^{-(b_s + \kappa_n)} \sum_{m=0}^n \frac{(b_s + \kappa_n)^m}{m!}}{e^{-b_s} \sum_{m=0}^n \frac{b_s^m}{m!}} \quad (6.14)$$

En fait, la modélisation de tous les états finaux hadroniques servant de fond à nos signaux supersymétriques est suffisamment précise pour que ceux-ci soient comptés dans le fond soustrayable. Seules les interactions photon-photon semblaient à priori poser problème à cause des grandes différences de modélisation existant entre les divers générateurs disponibles, mais ce fond est négligeable à ce niveau de sélection.

² c.a.d. connu avec une assez grande certitude pour que l'on puisse le soustraire du nombre des événements produits sans provoquer d'erreur sur l'estimation de la limite finale.

IV.2.2 Algorithme

Le code initial a été développé par Xavier Chéreau pour sa thèse [94] et repose sur l'ensemble de routines de minimisation du CERN, MINUIT [95].

Le code prend en entrée le lot de coupures à optimiser comme paramètres ajustables, et va boucler sur deux lots séparés d'événements de signal et d'événements de bruit de fond (voir figure 16).

Les divers processus de bruit de fond sont normalisés à leurs sections efficaces de production respectives et à la luminosité intégrée de l'échantillon de données sur lequel ces coupures s'appliqueront, une fois optimisées.

Les données ne participent pas elles-mêmes à la procédure d'optimisation, mais le fond est proportionnel à la statistique récoltée, aussi la procédure doit-elle être refaite pour deux échantillons de luminosité différente.

L'accélération des particules supersymétriques primaires et donc la forme des événements changent légèrement avec l'énergie au centre de masse. Chaque sélection doit être réoptimisée à chaque changement d'énergie (ce qui représente 4 fois pour la seule année 1999).

A chaque itération, une routine de MINUIT va modifier légèrement une coupure, va mesurer l'efficacité sur le signal et calculer $\langle \kappa \rangle$ à partir des événements de fond qui auront passé le nouvel ensemble de coupures. Avec ces données, on calcule l'estimateur f et le programme vérifie ainsi si la modification des coupures se fait dans le sens de sa minimisation. Il continue ses ajustements des coupures jusqu'à trouver un minimum ou excéder un grand nombre d'itérations (3000).

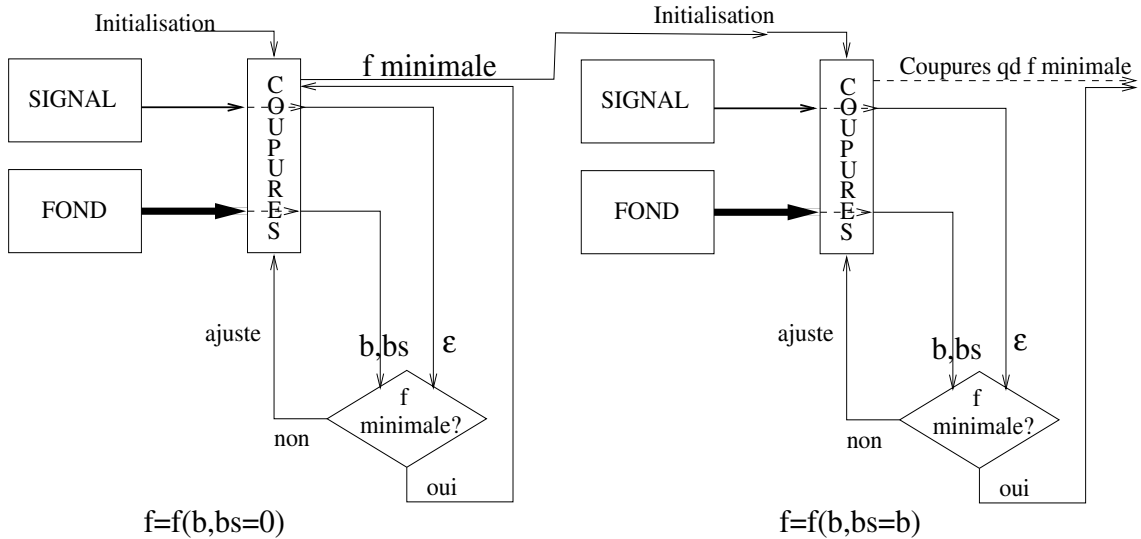


Fig. 16: Algorithme de la procédure d'optimisation.

Cette procédure est appliquée deux fois :

Une première fois en supposant qu'aucun fond n'est soustrayable ($b_s = 0$, à gauche de la figure 16).

Le programme va alors chercher à réduire le fond, fût-ce au détriment de l'efficacité.

Cette première itération va donner un premier minimum grossier qui va servir de base à la seconde procédure.

La deuxième fois, on suppose que le fond est soustrayable (à droite de la figure 16).

Ceci va permettre au programme de faire l'équilibre entre le niveau de fond et l'efficacité en ajustant cette dernière, et de trouver le minimum final qui correspond à un lot de coupures optimisées.

IV.2.3 Améliorations apportées

L'estimateur sous sa forme de somme infinie n'a pas de forme analytique exacte, à cause de l'expression non-triviale des coefficients κ .

Xavier Chéreau avait développé en somme l'exponentielle e^{-b} et procédé à un développement limité de la fonction en puissances de b , se restreignant à de faibles valeurs de fond ($b < 3$) à cause des faibles luminosités enregistrées à LEP II jusqu'en 1997.

Cette restriction ne peut malheureusement pas s'appliquer dans notre cas, où le fond hadronique irréductible est important, et ce d'autant plus que la luminosité intégrée de données entre 1997 et 2000 est 4 fois plus importante que celle cumulée en 1996 et 1997.

La première amélioration a donc été d'étendre le domaine de validité de l'estimateur à des valeurs plus grandes de b .

Reprenant la forme initiale de la fonction initiale, on définit la fonction g_N comme étant une somme partielle des éléments de $\langle \kappa \rangle$ (voir equation 6.13 pour définition de $\langle \kappa \rangle$) :

$$g_N(b, b_s) = \sum_{n=0}^N \kappa_n(b_s) e^{-b} \frac{b^n}{n!} \quad (6.15)$$

Les coefficients κ_n étant strictement positifs, chaque terme supplémentaire de la somme a une contribution positive à la somme g_N , contribution qui, pour une valeur de b donnée, va en se réduisant.

En effet, pour b fixé :

$$g_{N+1} - g_N = \kappa_{N+1}(b_s) e^{-b} \frac{b^{N+1}}{N+1!} \quad (6.16)$$

Quand N tend vers l'infini :

$$\text{Lim}(g_{N+1} - g_N) = \text{Lim}\left(\frac{b^{N+1}}{N+1!}\right) = 0 \quad (6.17)$$

car les coefficients κ_n demeurent finis. Cette série est convergente, et il suffit donc de déterminer la valeur de N pour laquelle on a une approximation raisonnable de la valeur exacte de $\langle \kappa \rangle$ pour une valeur de b donnée.

Nous allons calculer le nombre de termes N pour lequel $g_{N+1} - g_N = \eta < 10^{-2}$ à $b = b_{max}$. La différence $\langle \kappa \rangle - g_N$ est alors strictement supérieure à η , mais pas beaucoup, car ce reliquat est une somme de termes inférieurs à η et à décroissance rapide :

$$\langle \kappa \rangle - g_N = g_\infty - g_N = \sum_{m=N}^{\infty} \kappa_m(b_s) e^{-b} \frac{b^m}{m!} \quad (6.18)$$

Avec $b < N$ fixé. Pour $b_{max} = 100$, il faut $N = 136$ termes pour obtenir $\eta < 10^{-2}$, que b_s soit nul ou égal à b , comme on peut le voir dans la figure 17 :

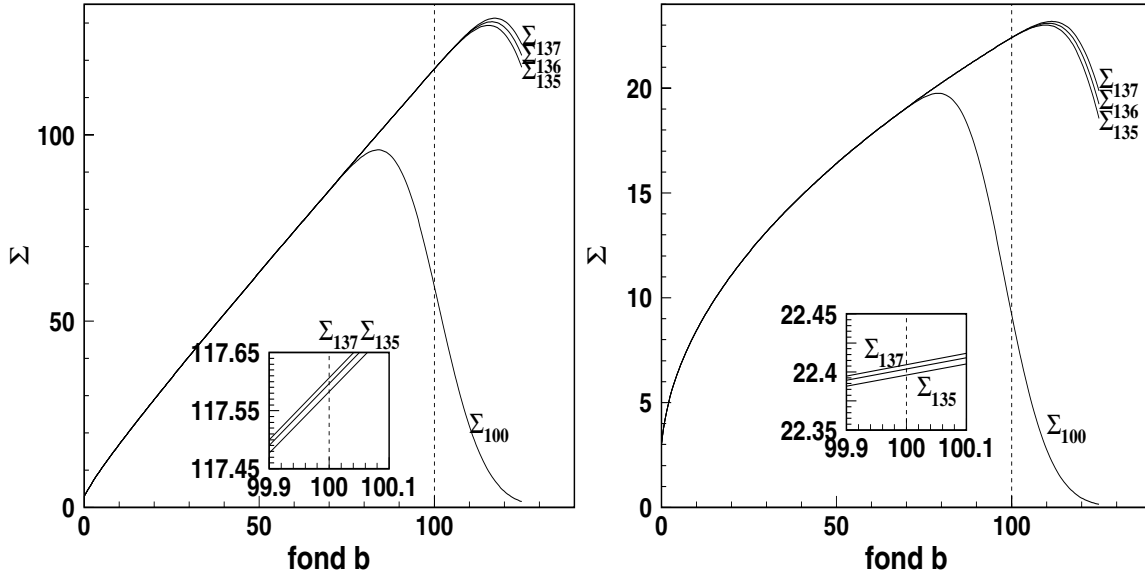


Fig. 17: Evolution des sommes partielles $\Sigma_{100}, \Sigma_{135}, \Sigma_{136}, \Sigma_{137}$ en fonction de b_s , avec agrandissement de la région autour de $b_{max} = 100$. Les deux principales hypothèses $b_s = 0$ (à gauche) et $b_s = b$ (à droite) sont représentées.

Ces fonctions $\mathbf{g}_{136}^{1,2} = \Sigma_{136}$ seront nos **fonctions de référence**, approximations de la fonction exacte valable jusqu'au seuil de fond souhaité \mathbf{b}_{max} , et ce pour chaque hypothèse, $b_s = 0$ (indice supérieur 1) ou $b_s = b$ (indice supérieur 2).

Ceci n'est cependant pas suffisant. Nous avons vu que MINUIT devait calculer systématiquement cette fonction pour optimiser les coupures. Il faut donc lui faciliter la tâche en lui fournissant une expression simplifiée de la somme limitée g , qui contient quand même un grand nombre N de termes à calculer pour chaque valeur de b et de b_s rencontrée.

Nous avons donc cherché à fournir une simplification de g en considérant séparément les trois cas possibles : $b_s = 0$, $b_s = b$, $b_s < b$

– $b_s = 0$

Ceci correspond à la première itération de l'algorithme d'optimisation.

Dans ce cas précis, l'estimateur n'est qu'une simple fonction de b , que l'on peut calculer une fois et mettre sous forme polynomiale $g^1(b) \rightarrow P_m(b)$ qui sera plus rapide à résoudre.

La paramétrisation polynomiale consiste à ajuster un polynôme de degré fixe $P_m(b)$ sur l'ensemble des valeurs prises par la fonction de référence sur l'intervalle $[0, b_{max}]$ et de prendre la plus petite valeur de m (donc le plus petit nombre de termes dans le polynôme) pour lequel on obtient un accord raisonnable entre l'ajustement et la fonction de référence sur l'ensemble des points de mesure.

Pour déterminer cet accord, on calcule les valeurs de \mathbf{g} pour un grand nombre de points (1000) de l'intervalle $[0, b_{max}]$, et ajuste la courbe obtenue à des polynômes d'ordre croissant, jusqu'à obtenir une valeur de χ^2 suffisamment faible. On rappelle ici la définition du χ^2 employé [95] :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(g(i) - y_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (6.19)$$

où pour chaque point i , y_i est la valeur **ajustée** de $g(i)$ et σ_i l'erreur sur $g(i)$ (à 68 % de niveau de confiance). La figure 18 illustre la paramétrisation polynomiale trouvée pour g_{136}^1 .

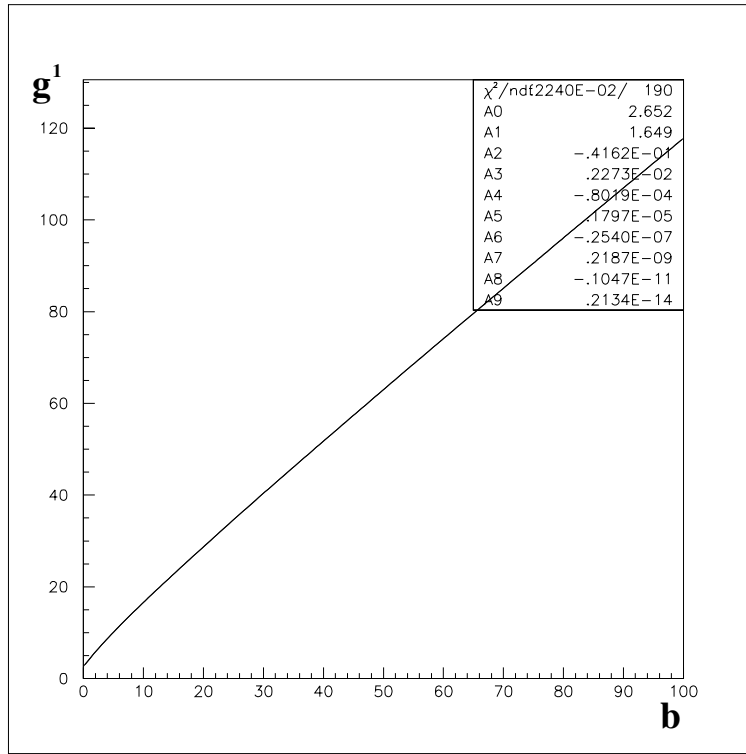


Fig. 18: Ajustement polynomial à g_{136}^1 ($b_s = 0$).

Le degré du polynôme résulte d'un compromis entre la précision souhaitée et le temps de calcul du polynôme en question. Une bonne précision sur la totalité de l'intervalle d'étude est atteinte à partir du neuvième degré, reproduit sur la figure 18. Le χ^2 de l'ajustement est de 2.10^{-3} pour un nombre de degrés de liberté de 190.

$$- b_s = b$$

Ceci correspond à la seconde itération de l'algorithme d'optimisation.

Une fois encore, l'estimateur n'est qu'une simple fonction de b , mais différente de la première car les coefficients $\kappa_n(b_s = b)$ sont fonction de b et non constants comme dans le premier cas.

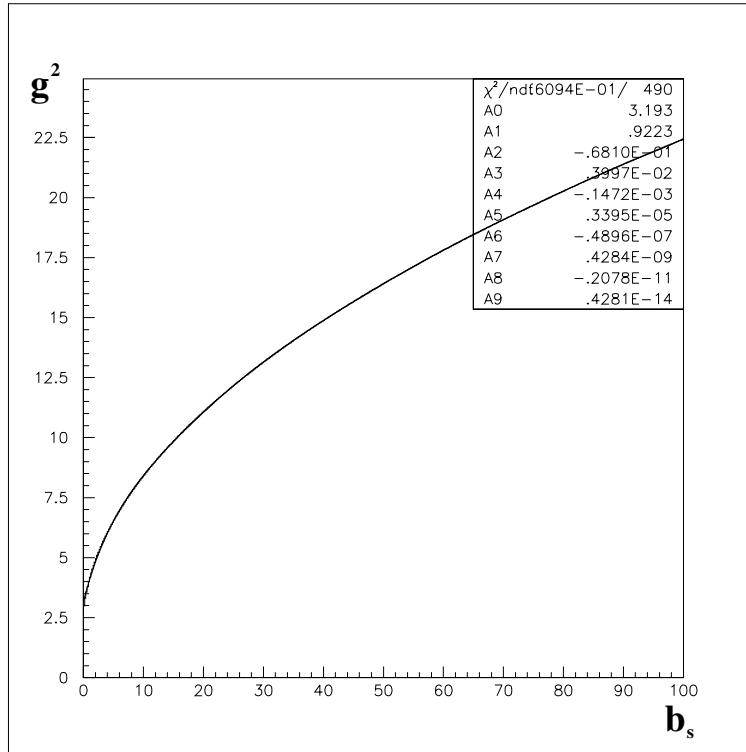


Fig. 19: Ajustement polynomial à $g^2_{136}(b_s = b)$.

On remarque que la croissance de g^2_{136} , représentée dans la figure 19, est plus douce que celle de g^1_{136} (voir figure 18). Ceci est dû à la maîtrise du fond dans le cas de g^2 , ce qui permet de le soustraire des données et de travailler avec la différence.

Ici encore, un polynome de degré neuf donnera la précision souhaitée sur l'ensemble de l'intervalle considéré, en dépit de l'infléchissement de g^2_{136} aux grandes valeurs de b_s . Cet infléchissement est dû à l'évolution asymptotique de la limite vers une limite gaussienne (soit $1,98\sqrt{b}$ pour une limite à 95 % de niveau de confiance).

$$-b_s < b$$

Ceci est un cas particulier de la seconde itération, et correspond au cas où l'on aurait conservé une source de fond non maîtrisée.

Il fut étudié au début de cette thèse où le fond “photon-photon” ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$) était considéré par défaut comme non compris.

Dans ce cas précis, g est une fonction de deux variables et la seule chose que l'on puisse faire est de paramétrer les coefficients $\kappa_n(b_s)$ dont le calcul est très long.

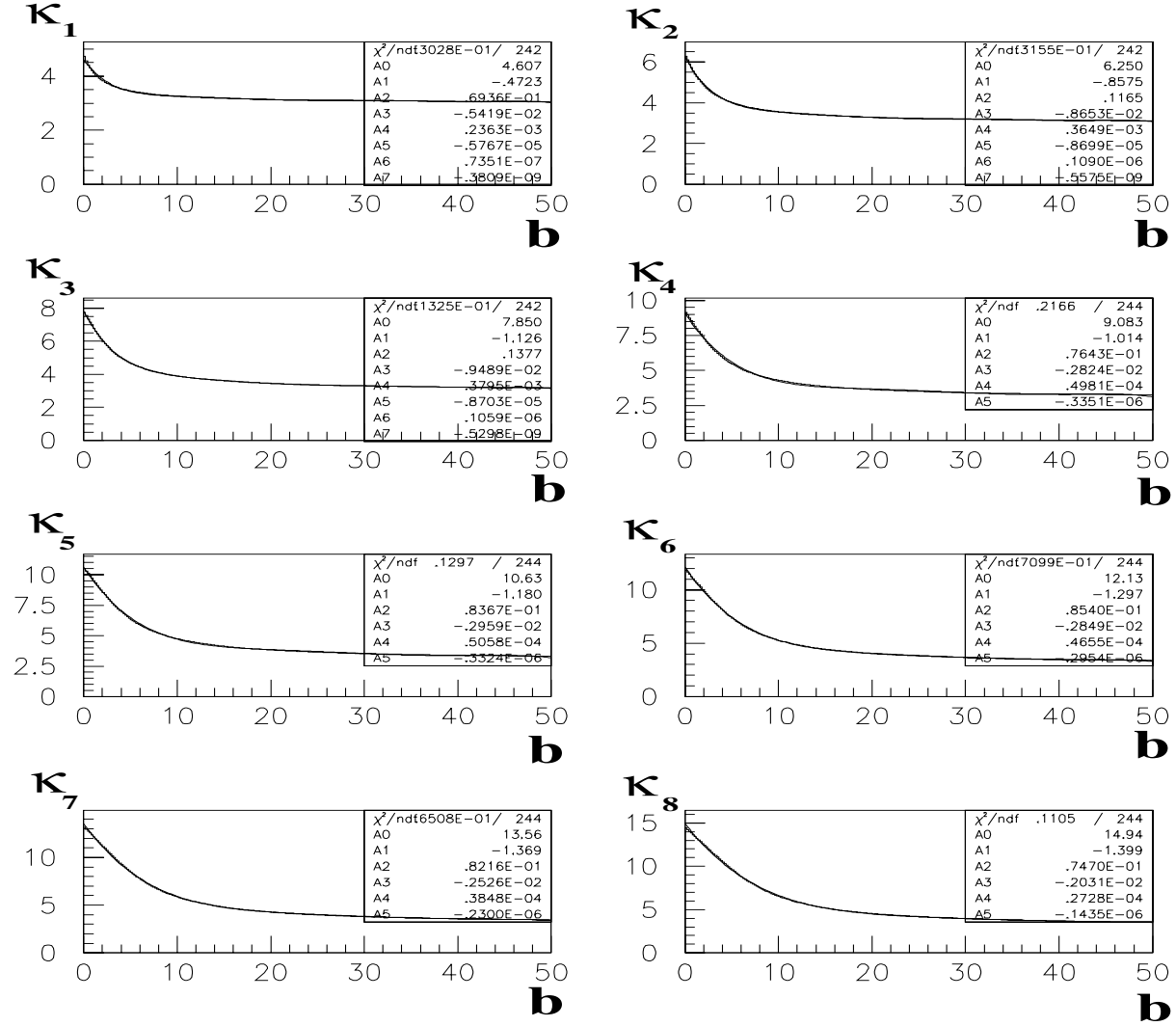


Fig. 20: Ajustement polynomial aux huit premiers coefficients de Poisson $\kappa_n(b_s)$ pour le cas $b_s < b$.

La figure 20 représente les huit ajustements polynomiaux effectués sur les premiers coefficients de Poisson. Les ajustements avaient porté sur les vingt premiers coefficients de Poisson, que nous ne reproduirons pas par souci de clarté.

L'option $b_s < b$ fut abandonnée par la suite, car jamais utilisée.

Pour aider à la convergence et empêcher MINUIT de converger accidentellement à des valeurs de b supérieures à b_{max} (où mon estimation n'est plus valable), un polynôme de degré 4 $Q_4(b)$ est raccordé à chaque paramétrisation pour $b \geq b_{max}$.

Ce polynôme est bien sûr divergent pour de grandes valeurs de b , ce qui nous donne en fin de compte deux fonctions de travail $F^1(b)$ et $F^2(b)$:

$$F^{1,2}(b) = \begin{cases} P_m^{1,2}(b) & b \leq b_{max} \\ Q_4^{1,2}(b) & b \geq b_{max} \end{cases} \quad (6.20)$$

où les indices supérieurs 1 et 2 font référence aux deux principaux cas traités ci-dessus, $b=0$ et $b=b_s$.

Sous cette forme simplifiée, le calcul de la fonction d'optimisation par MINUIT est quasi-instantané et une procédure complète met moins de 5 mn à converger.

Ce travail a été effectué à trois reprises.

La validité de $F^{1,2}(b)$ a été dans un premier temps prolongée à des valeurs de b_{max} de 10 pour $\sqrt{s} = 183$ GeV, puis étendue à 50 pour étudier les 176 pb^{-1} de données collectées à $\sqrt{s} = 189$ GeV en 1998 et enfin $b_{max} = 100$ pour l'isolation du signal $ZZ \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$, le fond provenant des désintégrations hadroniques des paires de W étant encore plus difficile à réduire dans ce dernier cas.

Une fois définie la fonction de travail, nous nous sommes attachés à améliorer la convergence de MINUIT en essayant notamment d'éviter la convergence dans un minimum local.

Deux méthodes furent essayées.

La première consiste à sortir d'un minimum local en cherchant dans une région de l'espace des phases de trois déviations standard autour du minimum trouvé si l'on ne trouvait pas un meilleur minimum. Ceci est réalisé par un appel à la routine SEEK de l'ensemble MINUIT, réalisé après la recherche classique de minimum effectuée par les routines MIGRAD et SIMPLEX du même ensemble.

La deuxième méthode, complémentaire de la première, consiste à éviter ce minimum local dès le départ en jouant sur la valeur initiale du pas de variation des coupures.

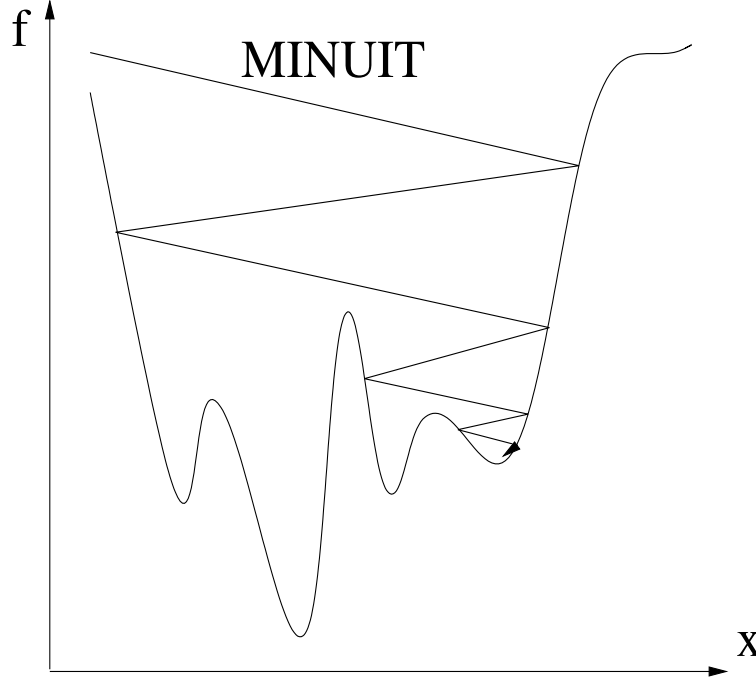


Fig. 21: Comportement de MINUIT dans le cas d'une fonction à minimiser f arbitraire ne dépendant que d'un paramètre (1 coupure) avec un pas de départ trop grand.

MINUIT a en effet besoin d'une idée approximative de la distance qui le sépare du minimum absolu à trouver. La figure 21 montre qu'une valeur trop grande provoque un balayage de l'espace des phases trop grossier et peut lui faire manquer le minimum absolu.

En théorie, une valeur petite est idéale, puisqu'elle représente un balayage très fin de ce même espace, mais le nombre nécessairement fini d'itérations peut provoquer une non-convergence faute d'avoir pu aller jusqu'au bout.

En pratique, nous avons donc réitéré systématiquement chaque procédure d'optimisation en changeant la valeur de ce pas de variation et en conservant la valeur de pas qui avait donné le plus petit minimum.

IV.3 Qualité de la convergence.

Pour conclure ce chapitre, nous allons présenter un exemple d'optimisation et quelques figures illustrant le comportement du programme d'optimisation.

La sélection optimisée ici est n4050, construite sur les signaux $\tilde{\chi}_1^0$ $\tilde{\chi}_1^0$ de masse $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 40$ et 50 GeV respectivement.

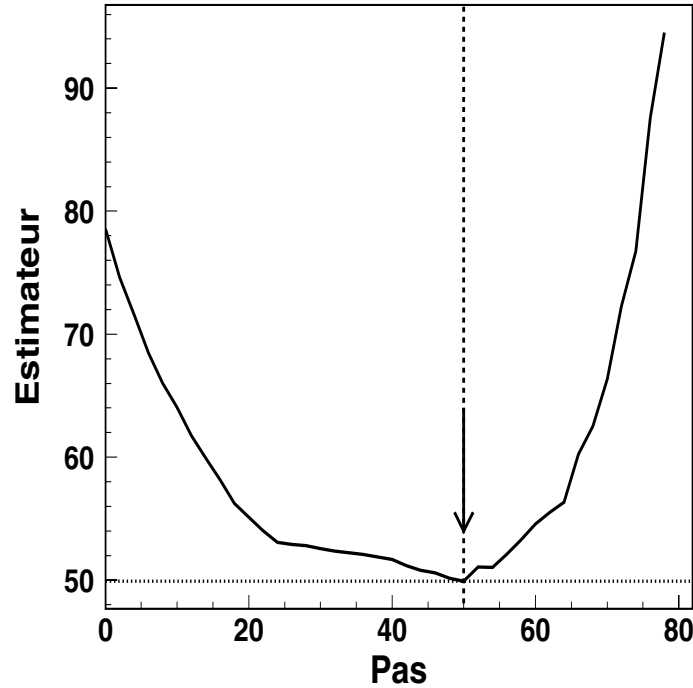


Fig. 22: Evolution de l'estimateur en fonction du pas de progression de l'algorithme.

La figure 22 représente l'évolution de la fonction à minimiser avec le pas de progression de l'algorithme. Nous sommes ici dans le cas où le fond est soustrait.

Le pas de progression de l'algorithme est défini comme suit :

- 0 est le point de départ de l'algorithme et correspond aux coupures lâches de la sélection initiale.
- 50 est défini arbitrairement comme point final du programme et correspond aux coupures optimisées trouvées par l'algorithme.
- Le pas correspond à une variation globale et simultanée de toutes les coupures de 2 % de la différence entre les coupures initiales et les coupures finales.
- On a conservé trente pas au-delà du point optimum pour marquer le minimum et s'assurer qu'il n'existe pas de meilleur minimum en renforçant nos coupures.

Si la convergence est bonne, le minimum absolu de l'estimateur est obtenu au point final (50), ce qui est le cas ici. On constate que le minimum absolu est bien obtenu en dessous de $b = 100$ et qu'il est bien obtenu là où on l'attendait.

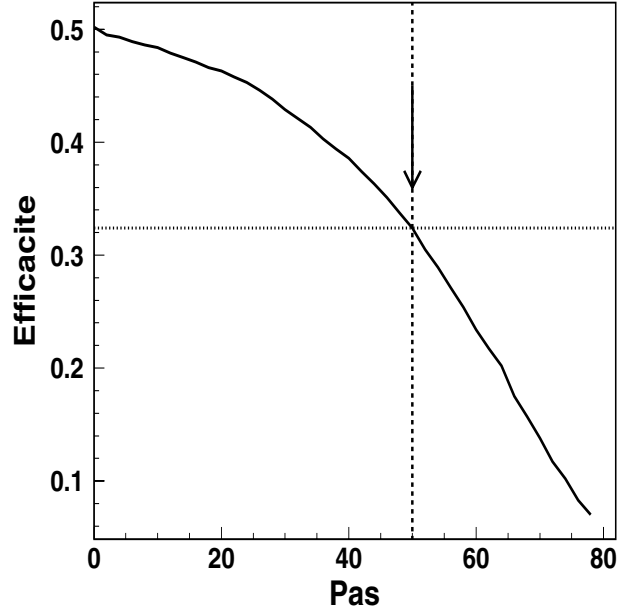


Fig. 23: Evolution de l'efficacité obtenue en fonction du pas de progression de l'algorithme.

L'efficacité présentée dans la figure 23 est la moyenne des efficacités obtenues sur chaque signal (ici, deux points de masse de neutralino, $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 30$ GeV et $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 40$ GeV). Les deux points de masse ont le même poids statistique.

L'efficacité décroît alors que le pas progresse puisque l'on renforce les coupures.

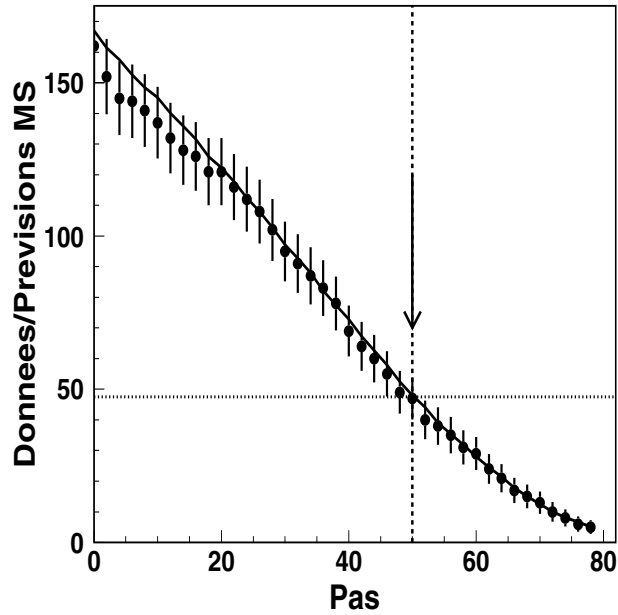


Fig. 24: Evolution du fond attendu (ligne continue) et des données (points) en fonction du pas de progression de l'algorithme.

Le programme ne tourne que sur les prédictions du MS, représentées par la ligne continue dans la figure 24. Les coupures obtenues pas à pas ont donc été appliquées

séparément aux données et reportées sur la même figure pour s'assurer de la reproduction fidèle des prédictions du MS ou de l'éventuelle apparition d'un signal.

La première hypothèse est ici vérifiée.

Cette procédure a été répétée pour les autres sélections décrites plus haut dans ce chapitre.

Les détails de ces optimisations ne seront pas reproduits ici par souci de clarté, mais leurs résultats seront tous consignés dans le chapitre suivant.

7. SÉLECTIONS FINALES

Les résultats des optimisations des sélections construites dans le chapitre précédent sont présentés ici, et confrontées aux données collectées à $\sqrt{s} = 189$ GeV et aux prédictions du Modèle Standard.

Aucun excès attribuable à un signal étant observé, l'interprétation des résultats sous forme de limites supérieures sur la production des processus recherchés est faite ensuite, après avoir estimé certaines erreurs systématiques.

Les sections efficaces exclues pour chaque signal recherché sont finalement dérivées.

Afin de rester consistant avec les chapitres précédents, seuls les résultats obtenus avec les données recueillies à $\sqrt{s} = 189$ GeV seront présentés dans ce chapitre, à l'exception de la dernière section qui traite des combinaisons des différentes énergies.

I Premiers résultats

I.1 Recherche de paires de $\tilde{\chi}_1^0$

Dans le chapitre 6, nous avons construit huit sélections portant sur deux points de masse à la fois, nommées n2030, n3040... n9094, les deux premiers et les deux derniers chiffres représentant les masses des neutralinos correspondants à la sélection.

A cause de leur recouvrement mutuel, les sélections des neutralinos à haute masse ont été combinées entre elles. La sélection finale retenue est la combinaison qui offre à la fois la plus grande efficacité pour chaque signal (neutralinos de 60 à 94 GeV) et le plus petit niveau de fond. Cette combinaison, appelée par la suite “sélection **Multijets**” est constituée du .OR. logique des sélections optimisées n5060 et n9094. Elle ne résulte pas de la procédure d'optimisation décrite précédemment.

La table 7.1 rassemble les résultats obtenus pour les neutralinos légers.

Selection	n2030	n3040	n4050	n5060	Multijets				
$M_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV)	20	30	40	50	60	70	80	90	94
DONNEES	42	81	47	98	187				
FOND attendu.	47±1	79±1	48,1±0,9	100±1	194±1				
FOND dominant	$q \bar{q}$	$q \bar{q}$	$q \bar{q} / W^+ W^-$		$W^+ W^-$				
Efficacités (%)	26,0	37,9	32,4	35,2	41,3	43,8	46,8	49,8	54,2

Tab. 7.1: Résultats des sélections de neutralinos, avec les signaux sur lesquels elles sont appliquées, le nombre de candidats sélectionnés dans les données, le nombre de candidats attendus, le fond dominant et les efficacités obtenues.

On peut d'ores et déjà constater un bon accord général entre les données et les prédictions du Modèle Standard. Les efficacités s'établissent dans une fourchette de 26 à 54 %, avec un niveau de fond qui leur est proportionnel. On devrait donc avoir à peu près la même sensibilité pour chaque sélection.

Voici les détails des coupures optimisées pour chacune des sélections :

Sélection	$M_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV)	Thrust	$\log y_{34}^D$	$\log y_{45}^D$	XOV1
n2030	20	[0,94 ; 0,97]	$> -5,85$	$> -9,69$	[0,12 ; 0,22]
n3040	30	[0,90 ; 0,96]	$> -5,70$	$> -7,02$	[0,15 ; 0,45]
n4050	40	[0,83 ; 0,92]	$> -5,20$	$> -6,16$	[0,25 ; 0,55]
n5060	50	[0,76 ; 0,89]	$> -5,15$	$> -5,82$	[0,21 ; 0,67]
n9094	–	[0,58 ; 0,84]	$> -4,77$	$> -4,62$	[0,38 ; 0,90]
Multijets	≥ 60	n5060.OR.n9094			

Tab. 7.2: Détail des coupures finales pour chacune des sélections $\tilde{\chi}_1^0$ $\tilde{\chi}_1^0$

La table 7.2 nous permet de voir l'évolution des quatre variables discriminantes utilisées pour l'optimisation en fonction de la masse du neutralino. La sélection n9094 est montrée ici en tant que composante de la sélection finale "Multijets".

Le recouvrement minimal entre les sélections a été maintenu après l'optimisation, ce qui nous permettra d'extrapoler les limites à toutes les masses de $\tilde{\chi}_1^0$ pour l'exclusion.

1.2 Recherche de charginos et de neutralinos lourds

Nous avons ici trois sélections :

La sélection "Multijets" des neutralinos qui est aussi bien efficace pour le canal hadronique et pour tous les canaux pour les points de masse proche de la dégénérescence ($M_{\tilde{\chi}_1^+} - M_{\tilde{\chi}_1^0} < \frac{M_{\tilde{\chi}_1^+}}{3}$).

Les sélections "Semileptonique" et "Leptonique", associées aux canaux du même nom lorsque l'on s'éloigne de la dégénérescence.

Les coupures optimisées de ces sélections sont reportées en table 7.3.

Sélection	Thrust	$\log y_{34}^D$	$\log y_{45}^D$	$ \cos(\theta_{miss.}) $	$\frac{E_{vis.}}{\sqrt{s}}$
Semileptonique	[0,52 ; 0,83]	$> -4,55$	$> -5,02$	$< 0,97$	$> 0,6$
Leptonique	[0,55 ; 0,79]	$> -4,15$	$> -4,58$	$< 0,86$	[0,52 ; 0,88]

Tab. 7.3: Détails des sélections finales de charginos pour les canaux semileptonique et leptonique.

où $\theta_{miss.}$ est l'angle polaire de la direction de l'énergie manquante.

La table 7.4 présente les résultats des trois sélections finales :

Selection	“Multijets”	Semileptonique	Leptonique	OR
DONNEES	187	3	3	193
FOND attendu	194 ± 1	$1,6 \pm 0,1$	$3,2 \pm 0,2$	197 ± 1
Efficacités(%)	53,5–73,1	0–29,5	0–30,0	20,1–74,9

Tab. 7.4: Sélections finales pour les charginos, avec le nombre de candidats sélectionnés, attendus et les intervalles d’efficacités obtenues pour les différents signaux de charginos.

Les sélections “Semileptonique” et “Leptonique” bénéficient de la présence de leptons isolés qui réduisent fortement le fond hadronique constitué ici de $W^+ W^-$ en 4 jets. Les désintégrations semileptoniques de $W^+ W^-$ sont éliminées à cause de la multiplicité réduite de leur partie hadronique (2 jets), et ne survivent pas aux coupures imposées sur $\log y_{34}^D$ et $\log y_{45}^D$ comme on peut le voir dans la figure 1.

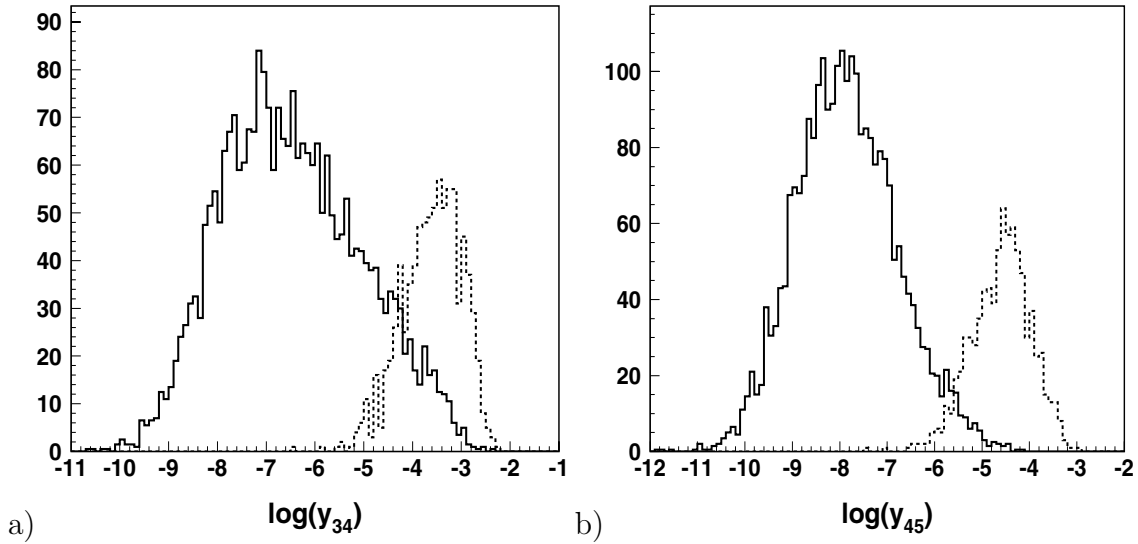


Fig. 1: Distributions de : a) $\log y_{34}^D$ et b) $\log y_{45}^D$ pour des désintégrations semileptoniques de $W^+ W^-$ (trait plein) et de $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ (pointillés, $M_{\tilde{\chi}_1^+} = 94$ GeV, $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 30$ GeV). Dans les deux cas, la normalisation est arbitraire.

Les trois sélections “Multijets”, “Semileptonique” et “Leptonique” ont été combinées en une sélection unique, appelée “chargino” par la suite. Cette combinaison correspond au .OR. logique présenté dans la table 7.4 et a été également appliquée avec succès aux signaux de production associée de neutralinos lourds.

Les résultats obtenus pour le signal $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$ sont consignés dans la table 7.5.

“selection chargino”, DONNEES=193, FOND attendu=197 ± 1							
M($\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^0$)		(95,93)	(98,90)	(108,80)	(118,70)	(128,60)	(138,50)
Efficacités (%)	$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$	58.8	61.8	64.5	70.6	67.7	62.3
	$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \ell\ell\tilde{\chi}_1^0$	67.1	57.5	66.7	70	62.3	55.1
	$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}\tilde{\chi}_1^0$	57.3	59.2	53.1	52.1	45.3	41.2

Tab. 7.5: Résultats de la sélection combinée “chargino” sur les désintégrations de $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$.

On a ici des efficacités somme toute comparables à celles obtenues avec les charginos, ce qui permet de conclure qu’il n’était pas utile de refaire des sélections pour les neutralinos lourds. Pour complément, la table 7.6 contient les résultats obtenus pour les autres processus étudiés.

Signal	Masses (GeV)	Efficacités par canal (%)		
		$\tilde{\chi}_j^0 \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$	$\tilde{\chi}_j^0 \rightarrow \ell^+\ell^-\tilde{\chi}_1^0$	$\tilde{\chi}_j^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}\tilde{\chi}_1^0$
$\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$	(100;70)	68,0	57,3	58,1
$\tilde{\chi}_3^0 \tilde{\chi}_1^0$	(100;70;60)	65,6	68,3	42,6
$\tilde{\chi}_3^0 \tilde{\chi}_1^0$	(100;90;70)	65,4	67,7	49,1
$\tilde{\chi}_3^0 \tilde{\chi}_2^0$	Masses (GeV)	Efficacité (%)	Masses (GeV)	Efficacité (%)
	(100,50,40)	64,2	(110,60,40)	67,0
	(110,70,60)	65,1	(110,60,50)	65,0
$\tilde{\chi}_4^0 \tilde{\chi}_2^0$	Masses (GeV)	Efficacité (%)	Masses (GeV)	Efficacité (%)
	(105,100,50,30)	48,1	(110,100,60,30)	55,1
	(110,105,60,35)	53,6	(120,110,70,40)	64,4

Tab. 7.6: Résultats pour les autres productions associées de neutralino lourds étudiées.

Les processus $\tilde{\chi}_4^0 \tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_3^0 \tilde{\chi}_2^0$ n’ont été étudiés que pour une région très précise de l’espace des paramètres C-mSUGRA, où les divers rapports d’embranchement demeurent constants. On n’a donc pas différencié les efficacités par canal.

La remarque est la même pour le signal $\tilde{\chi}_3^0 \tilde{\chi}_1^0$, si ce n’est que dans la région en question, la désintégration cascade $\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow Z^* \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z^* Z^* \tilde{\chi}_1^0$ est inhibée parce que le $\tilde{\chi}_2^0$ est fortement higgsino. On n’a donc que des désintégrations indirectes $\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow Z^* \tilde{\chi}_1^0$ qui ont pu être détaillée canal par canal.

I.3 Recherche de leptons scalaires chargés

Les désintégrations indirectes de sleptons : $\tilde{\ell} \rightarrow \ell \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell q\bar{q}$ ont été étudiées. Les résultats des sélections optimisées sont reportées dans les tables 7.7 pour $\tilde{\ell} = \tilde{e}, \tilde{\mu}$ et 7.8 pour $\tilde{\ell} = \tilde{\tau}$:

Selection	sel30	sel40	sel50+
Basée sur	n3040	n4050	“Multijet”
(M en GeV)	$M_{\tilde{\ell}} = 30$	$M_{\tilde{\ell}} = 40$	$M_{\tilde{\ell}} \geq 50$
DONNEES	0	0	11
FOND attendu	$0,5 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$	$12,4 \pm 0,4$
Efficacités (%)	8,5-16,3	14,1-23,1	29,1-69,0

Tab. 7.7: Résultats des sélections de sélectrons et smuons combinées.

Selection	st30	st40	st50	st60
Basée sur	n3040	n4050	n5060	“Multijet”
Signaux (GeV)	$M_{\tilde{\tau}} = 30$	$M_{\tilde{\tau}} = 40$	$M_{\tilde{\tau}} = 50$	$M_{\tilde{\tau}} \geq 60$
DONNEES	1	2	2	157
FOND attendu	$2,0 \pm 0,2$	$4,4 \pm 0,3$	$2,0 \pm 0,1$	154 ± 1
Efficacités (%)	7,4-12,3	11,9-26,1	9,4-10,6	39,3-65,9

Selection	st60 Δ	st70 Δ	st80 Δ
Basée sur	“Multijet”		
Signaux (M en GeV)	$M_{\tilde{\tau}} = 60$ $M_{\tilde{\chi}_1^0} \leq 20$	$M_{\tilde{\tau}} = 70$ $M_{\tilde{\chi}_1^0} \leq 30$	$M_{\tilde{\tau}} = 80$ $M_{\tilde{\chi}_1^0} \leq 20$
DONNEES	6	5	18
FOND attendu	$3,6 \pm 0,2$	$6,3 \pm 0,2$	$17,4 \pm 0,4$
Efficacités (%)	13,4-14,3	12,0-15,2	15,0-16,1

Tab. 7.8: Résultats des sélections de staus.

Les sélections sel30, sel40 et sel50+ s’appliquent aux sélectrons et smuons de masse correspondante, quelque soit la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ intermédiaire. Les sélections de staus st30, st40 et st50 s’appliquent aux staus de masse correspondante de la même manière. La sélection st60 s’applique aux signaux de staus lourds associées à des $\tilde{\chi}_1^0$ massifs. Elle est complémentaire des sélections st60 Δ , st70 Δ et st80 Δ .

Les fonds attendus dominants sont les mêmes que pour les neutralinos ($\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$) de masse correspondante. La comparaison des niveaux de fond respectifs des neutralinos (table 7.1) et des sélectrons, smuons montre bien la puissance discriminante de l’isolation de leptons dans un état final hadronique.

Il n’y a pas eu d’optimisation pour les sélections de sleptons : les sélections finales sont issues des sélections optimisées de neutralinos de masse correspondante attachée à la sous-sélection correspondante de lepton décrite dans le chapitre 6.

Bien qu’ayant exclu des neutralinos de moins de 26 GeV, les sélections à petites masses de neutralinos (sélections stau Δ) sont maintenues afin de dériver une limite sur les processus de désintégration directe $\tilde{\ell} \rightarrow \ell qqq$. Pour chacune des sélections finales présentées ici,

on peut noter le bon accord entre le nombre de candidats sélectionnés et les prédictions du Modèle Standard.

Aucun excès significatif ne s'en dégage, aussi peut-on dériver des limites sur les sections efficaces de production des processus recherchés.

II Extraction de limites

La limite supérieure à 95 % de niveau de confiance sur le nombre d'événements de signal observé est obtenue à partir du nombre de données \mathbf{D} et du nombre de fond attendu b , tous deux issus d'une même sélection. Elle est construite selon une loi de Poisson de la manière suivante :

$$N_{\text{obs}}^{95} = \kappa(D) \text{ avec } 1 - 0.95 = e^{-\kappa(D)} \frac{\sum_{i=0}^D \frac{(b + \kappa(D))^i}{i!}}{\sum_{j=0}^D \frac{b^j}{j!}} \quad (7.1)$$

Cette formulation permet de combiner les sélections et d'exclure plusieurs signaux à la fois car N_{95} est obtenu par intégration sur l'espace de phase défini par la sélection.

Une autre méthode, employée pour la mesure de la section efficace $ZZ \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$, consiste en un ajustement aux données basé sur la minimisation du logarithme de la fonction de vraisemblance d'une distribution donnée¹. Cette méthode est plus sensible, car basée sur la forme de la distribution dans un intervalle donné et non sur l'intégrale de la distribution sur cet intervalle. Elle est cependant très sensible à la modélisation de ladite distribution, et de surcroît ne permet pas d'exclure facilement plusieurs signaux à la fois, car il faudrait refaire l'ajustement complet à chaque modification du poids relatif des signaux.

Cette méthode est par contre bien adaptée à l'isolation d'un seul signal, comme on le verra pour le processus $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ dans le chapitre 9.

III Estimation des erreurs

Les erreurs statistiques et systématiques sont propagées sur l'évaluation de N_{95} selon la formule de R.D. Cousins et V.L. Highland [96] :

$$N_{\text{corr}}^{95} = N_{\text{obs}}^{95} \left(1 + \frac{N_{\text{obs}}^{95} + B + n}{N_{\text{obs}}^{95} + B} (N_{\text{obs}}^{95})^2 \frac{\sigma_r^2}{2} \right) \quad (7.2)$$

où B est le niveau de fond, n le nombre de candidats sélectionnés et σ_r l'erreur systématique relative. Plusieurs sources d'erreurs ont été explorées :

1. Statistique limitée pour le signal
2. Statistique limitée pour le fond
3. Erreur systématique sur la reconstruction de l'énergie

¹ Méthode appelée en anglais "Minimum Binned Log-Likelihood"

4. Erreur théorique sur les sections efficaces des processus de fond dominants.
5. Variation sur les coupures optimisées
6. Systématique due à la modélisation du signal

L'erreur statistique sur le signal est la plus importante. Nous nous sommes en effet restreints à des échantillons de 2000 événements de signal par point de masse, en raison principalement du grand nombre de points différents à étudier (voir chapitre 6).

La situation est pire pour les charginos, où la statistique est partagée entre les divers canaux, dans le rapport 1000 : 800 : 200 pour les canaux hadronique, semileptonique et leptonique respectivement.

Cette erreur relative est estimée de la manière suivante :

$$\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} = \sqrt{\frac{1-\epsilon}{\epsilon N_{TOT}}} \quad (7.3)$$

où ϵ est l'efficacité de sélection du signal concerné et N_{TOT} la statistique complète disponible pour ce signal.

Sa valeur s'établit autour de 2–3% pour des signaux de type $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ où la totalité de la statistique est disponible pour un seul état final, pour monter jusqu'à 7 % pour les désintégrations indirectes où la statistique est partagée entre plusieurs états finals. Cette erreur entre dans le calcul de l'erreur totale en tant qu'erreur sur l'efficacité.

En second lieu, la statistique disponible pour les différents fonds s'établit entre plus de 100 fois celle correspondant à la luminosité intégrée de l'échantillon de données à à peine deux fois selon le signal considéré (voir table 5.3). L'erreur pour chaque fond est estimée avec l'équation (7.3).

Le tableau 7.9 représente pour quelques sélections finales le détails des principaux fonds résiduels avec leur erreur.

Sélection	$W^+ W^-$	$q \bar{q}$	ZZ	Total
n2030	$3,7 \pm 0,2$	42 ± 1	$0,96 \pm 0,03$	47 ± 1
n3040	$12,6 \pm 0,4$	55 ± 1	$2,40 \pm 0,05$	79 ± 1
n4050	$24,7 \pm 0,5$	$18,9 \pm 0,7$	$4,27 \pm 0,06$	$48,1 \pm 0,9$
“Multijet” (n5060.OR.n9094)	158 ± 1	$24,4 \pm 0,8$	$11,2 \pm 0,1$	194 ± 1
Statistique	294500	732500	196000	–
Section efficace (pb)	16,6	98,0	0,975	–

Tab. 7.9: Détail des principaux fonds rencontrés avec leur erreur statistique, pour quatre sélections différentes. Les deux dernières lignes rappellent la statistique disponible et la section efficace de production des fonds énoncés.

Après optimisation des coupures, les fonds principaux restent connus avec une erreur inférieure à 6 % en dépit d'une faible efficacité résiduelle. On conclut que le fond est assez bien maîtrisé pour permettre l'application de la formule (7.2) et que l'erreur associée est négligeable [96].

L'erreur systématique sur la reconstruction de l'énergie a été estimée en reconstruisant chaque événement en réduisant ou en augmentant toutes les mesures d'énergie simultanément de 2 %. Les mesures angulaires n'ont pas été affectées. Les sélections dérivées ne reposant pas sur la reconstruction des masses des particules primaires mais uniquement sur les formes d'événements, nous avons vérifié que cette source d'erreur était négligeable.

Les erreurs théoriques sur les sections efficaces de production des fonds dominants, $e^+e^- \rightarrow q \bar{q}$ et $e^+e^- \rightarrow W^+ W^-$, sont respectivement de 1 et 2 %. Les autres fonds ont une contribution négligeable.

Les variations de coupures ont été effectuées sur les variables employées lors de l'optimisation.

Les variations appliquées correspondent à la différence constatée entre deux méthodes de reconstruction du flot d'énergie et des objets utilisés pour définir les valeurs des variables testées.

La première méthode est la méthode NP, qui est à la base de cette étude, et la méthode test est la méthode ECLU (voir début du chapitre 5), utilisant également les dépôts calorimétriques et les traces, mais les combinant d'une autre manière.

Les résultats et les variations appliquées sont reproduits en table 7.10 :

Sélection		T	$\log y_{34}^D$	$\log y_{45}^D$	XOV1	TOTAL
n2030	Var.	$\pm 0,003$	$\pm 0,2$	$\pm 0,2$	$\pm 0,01$	–
	Res.	3 %	1%	–	–	3%
n3040	Var.	$\pm 0,005$	$\pm 0,2$	$\pm 0,2$	$\pm 0,01$	–
	Res.	2 %	1%	–	–	2%
n4050	Var.	$\pm 0,007$	$\pm 0,1$	$\pm 0,2$	$\pm 0,01$	–
	Res.	1 %	–	1%	–	1%
n5060	Var.	$\pm 0,01$	$\pm 0,1$	$\pm 0,2$	$\pm 0,01$	–
	Res.	1 %	–	1%	–	1%
"Multijets"	Var.	$\pm 0,01$	$\pm 0,1$	$\pm 0,1$	$\pm 0,01$	–
	Res.	–	1%	1%	–	1%

Tab. 7.10: Détail des variations effectuées par variable principale et des erreurs systématiques correspondantes.

L'erreur maximale est de 3% pour la sélection de neutralino de basse masse, où la distribution du Thrust, très piquée, est très sensible aux variations de coupures. Cette distribution s'étale à haute masse (voir aussi figure 12 du chapitre 6) et devient moins sensible aux variations.

La dernière source d'erreur considérée provient du traitement particulier de l'hadronisation des quarks issus du neutralino (voir section II.2 du chapitre 5). Cet effet est donc maximal dans le cas de la production de $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$, et est dilué dans les désintégrations indirectes (par exemple $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow W^* W^* \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$).

La figure 2 montre le résultat de cette hadronisation simplifiée sur la multiplicité totale.

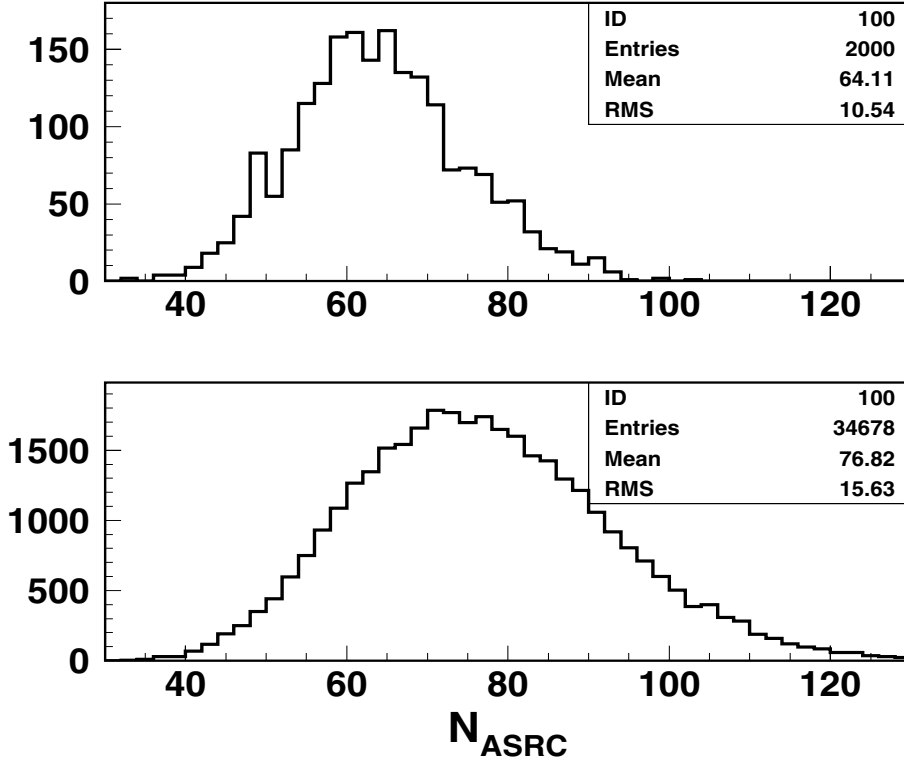


Fig. 2: Multiplicité totale exprimée en nombre d'amas calorimétriques (N_{ASRC}) pour un signal de $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ se désintégrant en 6 jets ($M_{\tilde{\chi}_1^0} = 80$ GeV) simulé par SUSYGEN (haut), et pour un signal de $W^+ W^-$ se désintégrant en 4 jets, simulé par KORALW (bas).

Les six quarks issus de la désintégration \mathcal{R}_p des $\tilde{\chi}_1^0$ dans SUSYGEN ne peuvent pas émettre de gluon, réduisant sévèrement la multiplicité attendue au point de la rendre en moyenne inférieure à celle d'un signal de $W^+ W^-$ qui n'émet que quatre quarks en état final.

Pour essayer d'estimer l'effet systématique de cette modélisation, on peut utiliser un autre signal \mathcal{R}_p fourni par SUSYGEN et qui ne souffre pas de ce problème de modélisation [97] :

$$\tilde{q}\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0 \bar{q}\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow q(q\bar{q}\nu) \bar{q}(q\bar{q}\nu) = 6 \text{ jets} + \cancel{E} \quad (7.4)$$

Dans ce signal test, le $\tilde{\chi}_1^0$ se désintègre avec violation de la R-parité en deux quarks et un neutrino via un couplage λ' non nul.

Ce signal de 6 jets permet une hadronisation complète avec JETSET (fragmentation par cordes de couleur avec cascade partonique) et on peut donc s'en servir comme banc d'essai pour estimer l'erreur systématique issue de la suppression de la cascade partonique dans notre signal 6 jets. Cependant, du point de vue chromodynamique, les deux systèmes sont radicalement différents, comme on peut le voir sur la figure 3 :

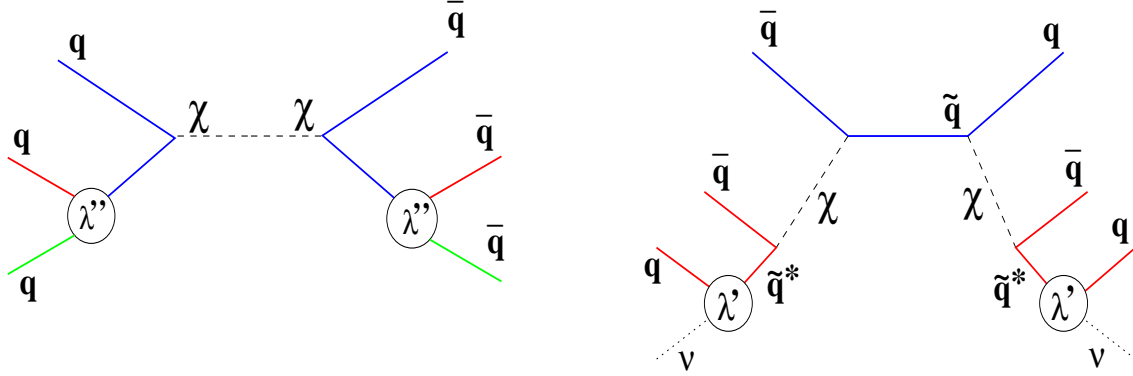


Fig. 3: Diagrammes de désintégration de neutralinos via λ'' et de squarks via λ' , avec les lignes de couleur (lignes continues).

Notre signal de $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ est constitué de deux systèmes fortement colorés (3 lignes de couleur chacun) totalement découplés (le temps de vol du neutralino est de 6 ordres de grandeur supérieur au temps caractéristique de l'hadronisation, voir section I.1 du chapitre 3), alors que le signal test est constitué de 3 lignes de couleurs totalement découplées (la remarque sur le temps de vol du neutralino vaut aussi bien pour λ').

Ceci nous restreint à l'étude des effets de la cascade partonique sur l'hadronisation de l'ensemble et sur la sélection du signal.

Ce signal test permet de vérifier dans les figures 4 à 6 quelles sont les distributions principalement affectées par ce problème de multiplicité.

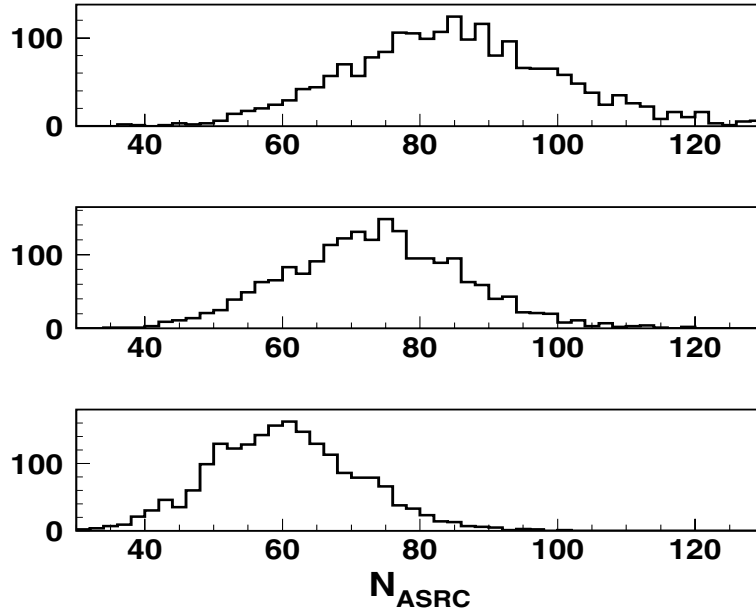


Fig. 4: Distributions de N_{ASRC} pour un signal test de squarks ($M_{\tilde{q}} = 80$ GeV) dans les configurations suivantes : émission de partons par cascade partonique (haut), par éléments de matrice (milieu) et pas de rayonnement de gluons (bas).

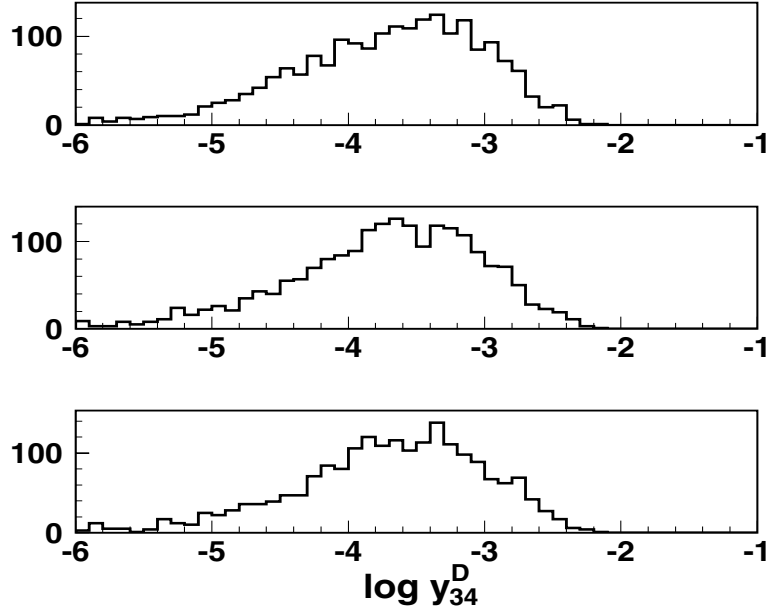


Fig. 5: Distributions de $\log y_{34}^D$ pour un signal test de squarks ($M_{\tilde{q}} = 80$ GeV) dans les configurations suivantes : émission de partons par cascade partonique (haut), par éléments de matrice (milieu) et pas de rayonnement de gluons (bas).

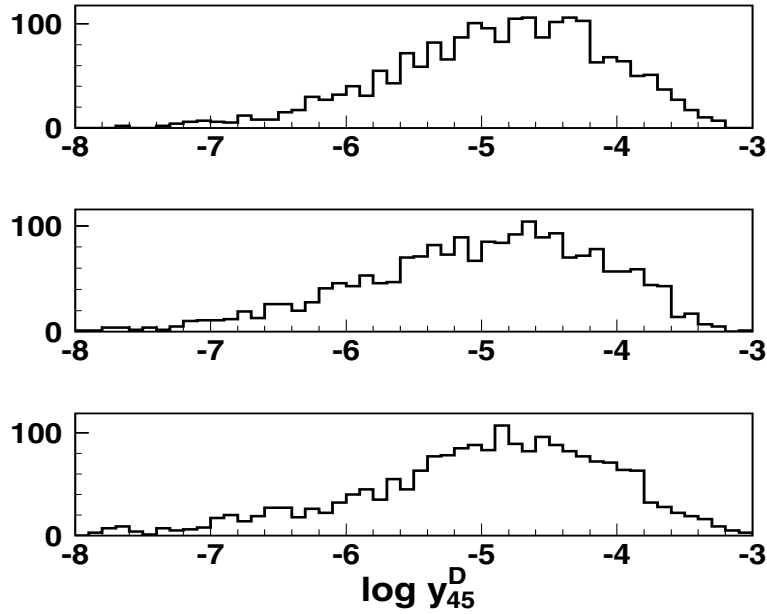


Fig. 6: Distributions de $\log y_{45}^D$ pour un signal test de squarks ($M_{\tilde{q}} = 80$ GeV) dans les configurations suivantes : émission de partons par cascade partonique (haut), par éléments de matrice (milieu) et pas de rayonnement de gluons (bas).

On voit tout de suite que N_{ASRC} sera la distribution la plus affectée par l'absence de radiation de gluons. Les distributions de $\log y_{34}^D$ et de $\log y_{45}^D$ ne semblent pas affectées,

à part une ébauche de queue vers les petites valeurs de $\log y_{45}^D$ en l'absence de rayonnement de gluons, ou lorsque celui-ci est traité par le calcul des éléments de matrice.

Cette dernière méthode de rayonnement de partons n'est pas inhibée par le vertex \mathcal{R}_p et permet aux quarks des neutralinos d'émettre un nombre limité de gluons et de quarks avant fragmentation. Dans le cadre de ce travail, le calcul est limité au deuxième ordre en α_s ce qui permet d'émettre au plus deux partons (deux gluons ou une paire $q \bar{q}$) sur l'ensemble du système.

Les paramètres de fragmentation de JETSET ont été ajustés de manière à bien reproduire la forme des événements issus des désintégrations hadroniques du Z. Cet ajustement a été effectué avec les données de LEP I dans [77] pour les options de JETSET employées ici.

La table 7.11 contient les efficacités obtenues selon le schéma d'hadronisation employé pour des signaux tests avec des masses de squarks différentes :

$M_{\tilde{q}}$ (GeV)	Frag. cordes + casc. part. (eff.,%)	Frag. cordes seule (pas de gluons) (eff.,%)	Frag. cordes + élem. mat. (eff.,%)	$\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon}$ (%)
30	34,3	31,9	34,0	7
40	25,2	23,7	24,8	6
50	26,2	24,9	25,9	5
80	48,4	45,0	46,8	7

Tab. 7.11: Efficacités obtenues pour un signal test de squarks (voir Equation 7.4), ayant subi une fragmentation par cordes de couleurs avec cascade partonique et sans. Un autre modèle d'émission de partons, utilisant les éléments de matrice, a été également essayé.

Seuls les événements de signaux test ayant passé les critères de présélection hadronique (et donc avec peu d'énergie manquante) sont conservés pour cette étude.

On peut noter que les efficacités obtenues avec le schéma de fragmentation par cordes sans cascade partonique sont systématiquement plus faibles que celle avec la fragmentation par cordes complète. Ceci nous permet de conclure que les résultats obtenus dans ce chapitre sont conservatifs.

L'erreur associée ne peut pas être propagée à la limite finale, car elle contribuerait à l'améliorer.

On remarque également qu'une émission de partons limitée, issue du calcul des éléments de matrice, permet d'obtenir des résultats intermédiaires entre la méthode de rayonnement de partons par cascade partonique et l'absence totale de toute émission de partons.

La table 7.12 récapitule l'ensemble des erreurs décrites ici et leurs valeurs :

Source	n2030	n3040	n4050	n5060	“Multijets”
STAT Signal	3%	2%	2%	2%	2–7%
STAT Fond	–	–	–	–	–
SYST Energie	–	–	–	–	–
SYST σ_{Bq}^{th}	1%	1%	2%	2%	2%
SYST Var. coupures	3%	2%	1%	1%	1%
SYST Modélisation	ϵ sous-estimées de 5–7%, non propagée				
TOTAL	4%	3%	3%	3%	3–7%

Tab. 7.12: Récapitulatif des sources d’erreurs considérées et leur éventuelle contribution à l’erreur totale.

On a vu que l’erreur due à la description du bruit de fond était négligeable et que celle provenant de l’hadronisation imparfaite du signal allait dans le sens d’une amélioration des limites. Nous choisissons de ne pas les inclure dans l’erreur totale.

Les corrections aux sections efficaces exclues issues de la propagation des erreurs systématiques sur la limite N_{95} sont répertoriées dans la table 7.13.

Selection	n2030	n3040	n4050	n5060	Multijets	Semi.	Lept.	Chargino
$\delta\sigma$ (pb)	0,02	0,04	0,02	0,04	0,02–0,04	0,02	0,04	0,02–0,04

Tab. 7.13: Corrections aux sections efficaces exclues dues aux erreurs systématiques pour chaque sélection.

Les sélections de sleptons dérivent des sélections de neutralinos et possèdent les mêmes corrections que celles-ci.

Les deux erreurs associées à la sélection “Multijets” correspondent aux différentes statistiques disponibles pour les signaux auxquels elle s’applique. La plus grande erreur, $\delta\sigma = 0,04$, provient des canaux leptoniques des charginos, avec une statistique moyenne de 200 événements par échantillon. La plus petite erreur s’applique aux autres canaux des charginos et aux neutralinos, qui ont une statistique 5 à 10 fois plus élevée. Cette remarque vaut également pour la sélection composite “chargino”.

III.1 Influence des couplages

On regarde ici l’influence de la saveur des quarks issus de la désintégration du neutralino sur l’efficacité de la sélection.

Selon le couplage considéré, on aura en effet différents quarks dans l’état final (table 7.14).

λ''_{123}	λ''_{212}	λ''_{213}	λ''_{223}
u,s,b	c,d,s	c,d,b	c,s,b

Tab. 7.14: Produits de désintégration du neutralino en fonction du couplage λ'' impliqué.

A part le couplage λ''_{212} , qui est justement celui retenu pour l'analyse, les autres couplages (faiblement contraints) provoquent l'émission de quarks b dans l'état final. On regarde à présent l'évolution des efficacités obtenues en fonction du couplage (table 7.15) :

$M_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV)	λ''_{212}	λ''_{213}	λ''_{223}	λ''_{123}
30	43.2	43.7	48.3	48.7
40	24.5	25.1	32.8	28.7
50	33.6	37.6	37.2	36.0
94	54.2	57.3	56.4	58.9

Tab. 7.15: Efficacités (en %) obtenues sur des signaux de neutralinos avec différents couplages λ'' .

L'influence attendue des couplages sur l'efficacité de sélection est maximale pour des signaux $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$, et est diluée par l'adjonction d'autres quarks dans les désintégrations indirectes.

On voit que les efficacités ne sont pas beaucoup affectées par le changement de couplage, et que le choix du couplage λ''_{212} donne les efficacités les plus basses.

On peut donc conservativement appliquer les résultats obtenus pour le couplage λ''_{212} aux trois autres couplages λ''_{213} , λ''_{223} et λ''_{123} .

IV Résultats finaux

A partir de ce qui précède, on dérive une limite inférieure sur la section efficace de production du processus étudié de la manière suivante

$$\sigma_{lim} = \frac{N_{95}}{\mathcal{L}\epsilon} \quad (7.5)$$

où \mathcal{L} est la luminosité intégrée de l'échantillon de données étudié, ϵ et N_{95} sont respectivement l'efficacité et la limite supérieure à 95 % de niveau de confiance sur le nombre d'événements de signal, issus d'une sélection donnée.

IV.1 Limites sur la production de neutralinos légers

On montre dans la figure 7 la comparaison entre les sections efficaces **observées** et les sections efficaces **attendues**. Les premières tiennent en compte à la fois des données et des prédictions du Modèle Standard dans le calcul de N_{95} , alors que les dernières sont indépendantes des données et ne reflètent que le niveau de fond prévu par le MS.

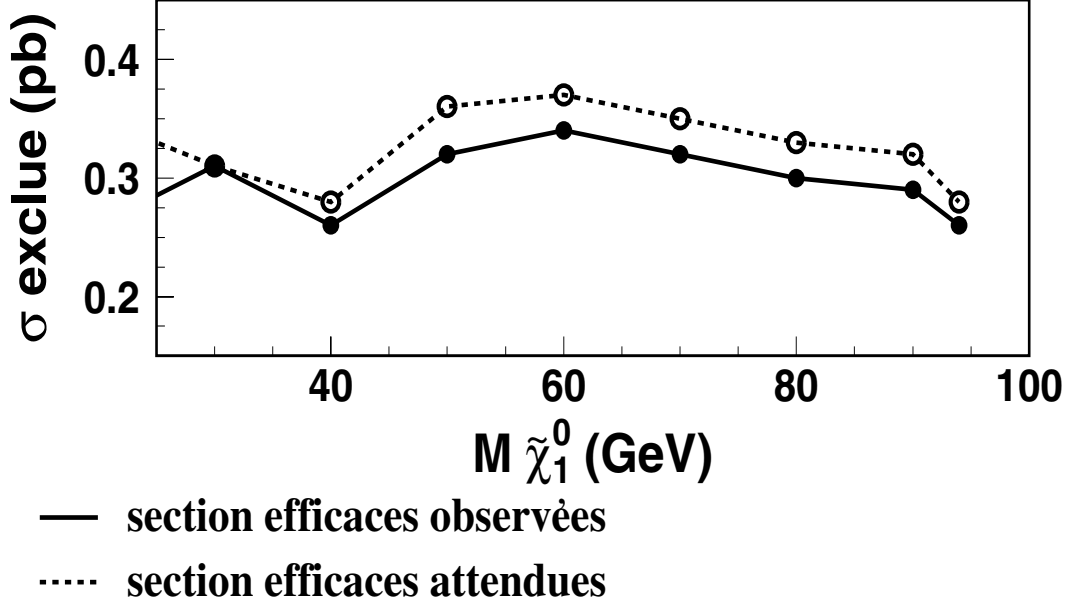


Fig. 7: Sections efficaces exclues en fonction de la masse du neutralino $\tilde{\chi}_1^0$.

De manière générale, on observe un très léger déficit de données comparé aux prédictions du MS, et cela se traduit par des sections efficaces observées plus basses que celles attendues. Inversement, la remontée à $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 30$ GeV dans les sections efficaces observées est due à un léger excès dans les données.

La meilleure sensibilité est obtenue à basse masse. Le bloc 50–94 GeV est moins sensible à cause du fond dominant $W^+ W^-$ qui est irréductible, notamment à 50, 60 GeV où les neutralinos adoptent une configuration de type 4 jets à cause de l’accélération de ces particules supersymétriques.

Au delà de 60 GeV, la topologie 6 jets commence à émerger et permet de rejeter davantage de $W^+ W^-$, ce qui permet de gagner à nouveau en sensibilité. L’ensemble des sections efficaces exclues est compris dans un intervalle relativement étroit, témoignant de l’homogénéité des sensibilités obtenues pour chaque sélection. Nous excluons toute production de paires de $\tilde{\chi}_1^0$ supérieure à 0,34 pb, quelque soit la masse du neutralino recherché.

Par la suite, on ne montrera que les sections efficaces **observées**.

IV.2 Limites sur la production de charginos

Les trois sélections individuelles dédiées (“Multijets” pour le canal hadronique, “Semileptonique” pour le canal semileptonique et “Leptonique” pour le canal leptonique) ont donné les résultats suivants, reportés dans la figure 8

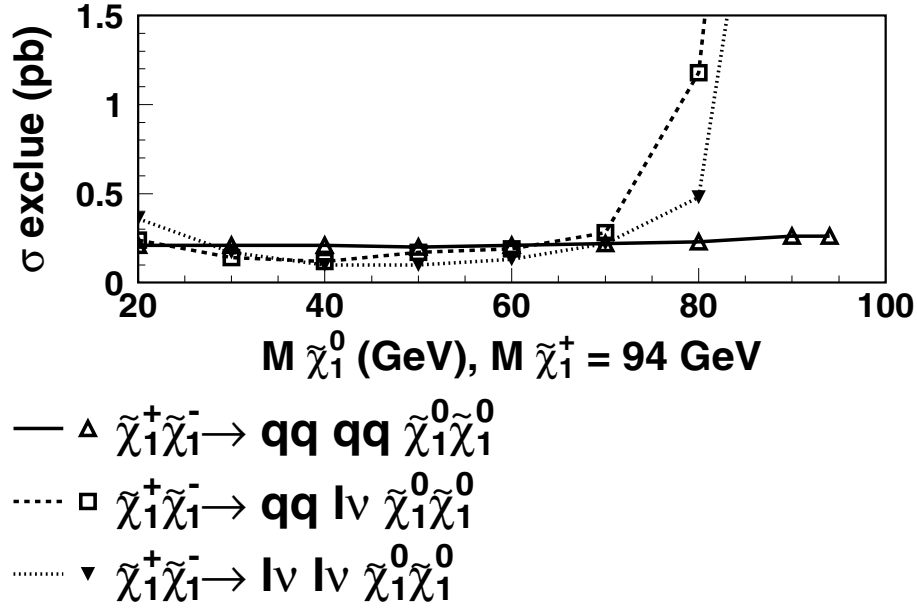


Fig. 8: Sections efficaces exclues par canal de désintégration en fonction de la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ pour un chargino proche de la limite cinématique ($M_{\tilde{\chi}_1^+} = 94 \text{ GeV}$). Ces exclusion proviennent des sélections individuelles dédiées.

On voit ici que la sélection leptonique est la plus sensible aux masses intermédiaires. Cependant, on remarque également que les sélections les plus sensibles donnent de très mauvais résultats lorsqu'on se rapproche de la dégénérescence. Les produits de désintégration des neutralinos dominent alors l'état final, réduisant l'espace de phase disponible pour les leptons. Les critères d'isolation de leptons et d'énergie manquante jouent alors en notre défaveur.

Afin de conserver une exclusion à peu près uniforme, la sélection combinée “chargino” a été employée pour dériver les limites sur les sections efficaces partielles pour chaque canal de désintégration de paires de charginos. Le résultat est légèrement moins bon que si l'on avait employé les sélections individuelles dédiées, mais il ne faut pas oublier que les trois canaux se produisent simultanément et qu'il nous faut donc disposer d'une sélection qui soit sensible aux trois canaux à la fois.

La figure 9 représente les sections efficaces exclues pour chaque voie de désintégration indirecte des charginos en supposant à chaque fois un rapport d'embranchement de 100 % pour le canal considéré.

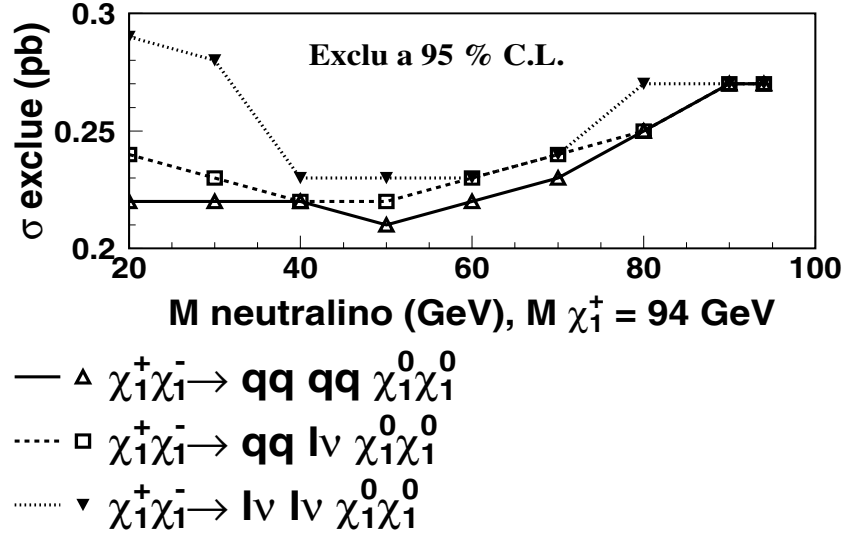


Fig. 9: Sections efficaces exclues par canal de désintégration en fonction de la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ pour un chargino proche de la limite cinématique ($M_{\tilde{\chi}_1^+} = 94$ GeV). Ces exclusions proviennent de la sélection combinée chargino appliquée aux trois canaux. La zone hachurée est exclue par l’analyse des données à $\sqrt{s} = 183$ GeV.

Les bornes d’exclusion sont 0,21–0,27 pb pour le canal hadronique, 0,22–0,27 pb pour le canal semileptonique et 0,23–0,29 pb pour le canal leptonique.

Le canal hadronique est celui qui donne les meilleures limites. On voit aussi que les meilleurs résultats sont obtenus pour des différences de masses $\Delta M = M_{\tilde{\chi}_1^+} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$ intermédiaires.

A la dégénérescence, les résultats sont ceux obtenus pour des neutralinos de même masse.

IV.3 Limites sur la production associée de neutralinos lourds

La sélection combinée “chargino” a été appliquée sur tous les signaux étudiés de production associée de neutralinos lourds, avec les résultats suivants (table 7.16) :

Signal	Masses (GeV)	σ exclue par canal (pb)		
		$\tilde{\chi}_j^0 \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$	$\tilde{\chi}_j^0 \rightarrow \ell^+\ell^-\tilde{\chi}_1^0$	$\tilde{\chi}_j^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}\tilde{\chi}_1^0$
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^0$	(95;93)	0,27	0,25	0,27
	(98;90)	0,25	0,27	0,26
	(108;80)	0,24	0,23	0,29
	(118;70)	0,22	0,22	0,30
	(128;60)	0,23	0,25	0,34
	(138;50)	0,25	0,28	0,38
	(100;70)	0,23	0,27	0,27
$\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_1^0$	(100;70;60)	0,24	0,23	0,36
$\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_1^0$	(100;90;70)	0,24	0,23	0,32

$\tilde{\chi}_3^0 \tilde{\chi}_2^0$	Masses (GeV)	σ exclue (pb)	Masses (GeV)	σ exclue (pb)
	(100,50,40)	0,24	(110,60,40)	0,23
	(110,70,60)	0,24	(110,60,50)	0,24
$\tilde{\chi}_4^0 \tilde{\chi}_2^0$	Masses (GeV)	σ exclue (pb)	Masses (GeV)	σ exclue (pb)
	(105,100,50,30)	0,32	(110,100,60,30)	0,28
	(110,105,60,35)	0,29	(120,110,70,40)	0,24

Tab. 7.16: Sections efficaces exclues par canal pour les processus de production associée.

Ici encore, une bonne efficacité générale permet d'exclure des productions de neutralinos lourds supérieures à 0,38 pb dans le canal de désintégration le plus défavorable.

IV.4 Limites sur la production de leptons scalaires chargés

Ces résultats proviennent de l'étude des désintégrations indirectes de sleptons :

$$\tilde{\ell} \rightarrow \ell \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell q q q$$

Les figures 10 à 12 illustrent les distributions des sections efficaces exclues en fonction de la masse du slepton et du $\tilde{\chi}_1^0$ en résonance interne.

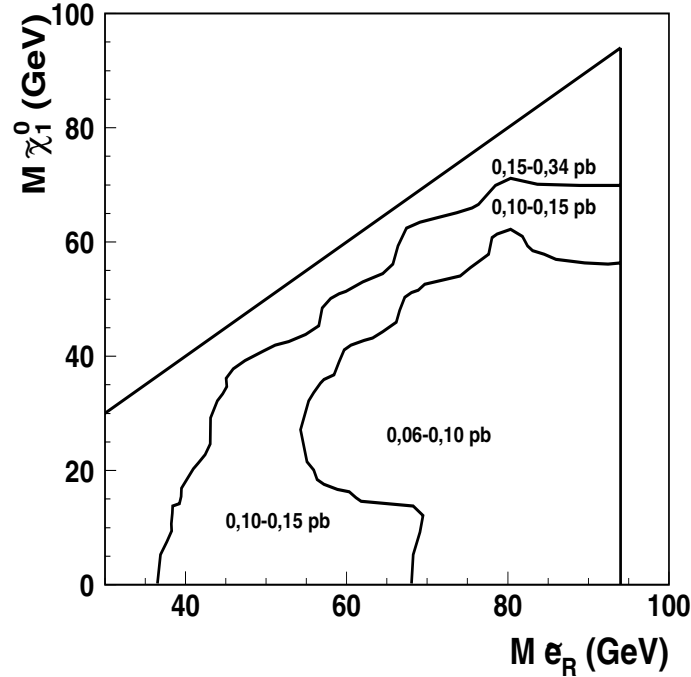


Fig. 10: Sections efficaces exclues dans le plan $M_{\tilde{e}_R}-M_{\tilde{\chi}_1^0}$, à $\sqrt{s} = 189$ GeV.

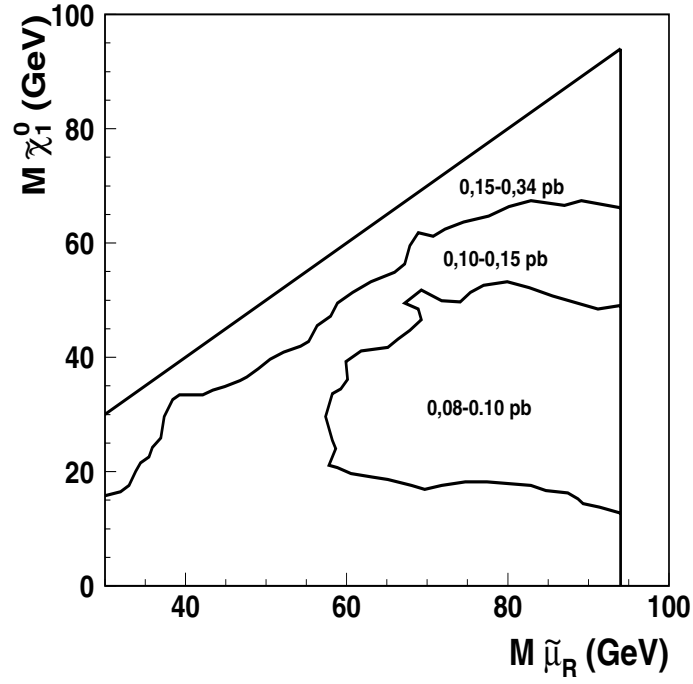


Fig. 11: Sections efficaces exclues dans le plan $M_{\tilde{\mu}_R}-M_{\tilde{\chi}_1^0}$, à $\sqrt{s} = 189$ GeV.

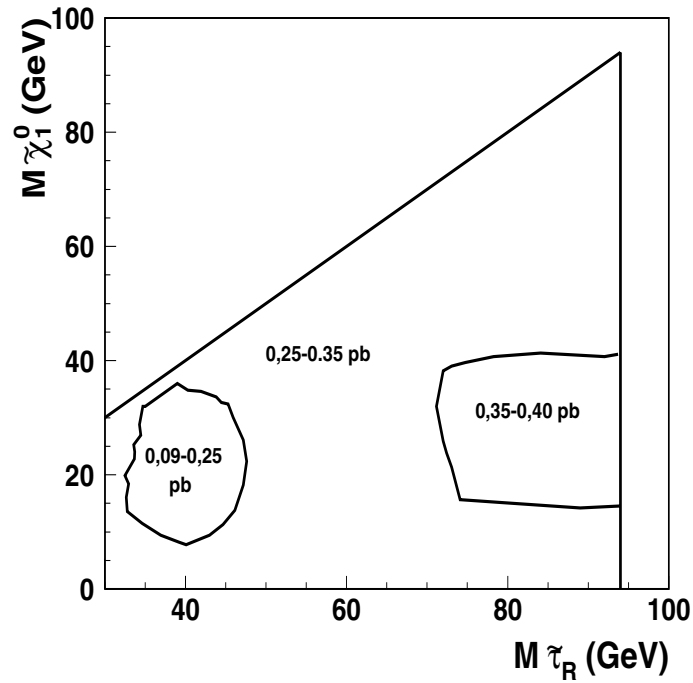


Fig. 12: Sections efficaces exclues dans le plan $M_{\tilde{\tau}_R}-M_{\tilde{\chi}_1^0}$, à $\sqrt{s} = 189$ GeV.

Les bornes d'exclusion sont de 0,06–0,34 pb pour les sélectrons, 0,08–0,34 pb pour les smuons et 0,09–0,40 pb pour les staus.

Les sections efficaces exclues sont ici jusqu'à trois fois meilleures que celles des jauginos grâce à la recherche de leptons isolés (pour les sélectrons et les smuons).

Il faut noter que cette analyse couvre également les régions de forte dégénérescence, contrairement aux analyses effectuées dans le cadre de la R-Parité conservée [98], car le neutralino est ici visible dans le détecteur. Dans ces régions, le lepton acquiert une trop faible énergie pour être bien isolé, aussi on réutilise les sélections de neutralinos de masse correspondante qui demeurent efficaces pour les sleptons dans ce cas particulier. Ces sélections sont moins sensibles que les sélections dédiées de sleptons, faute d'isolation de lepton. Ces régions ont donc les sections efficaces exclues les plus mauvaises en général, sauf dans le cas du stau (voir figure 12).

Il est également possible de mettre une limite sur les processus directs, ($\tilde{\ell} \rightarrow \ell qq$), car ils partagent la même signature que les processus indirects ($\tilde{\ell} \rightarrow \ell \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell qq$).

Pour se défaire des effets cinématiques de la résonance interne du $\tilde{\chi}_1^0$ sur le spectre des leptons, on balaye pour chaque masse de slepton l'intervalle complet de masse du $\tilde{\chi}_1^0$: $M \in [0, M_{\tilde{\ell}}]$, et on garde la plus mauvaise section efficace exclue sur cet intervalle comme section efficace exclue pour les processus directs.

De la sorte, on couvre l'ensemble des configurations cinématiques possibles pour les leptons d'une part et les quarks d'autre part.

Les limites ainsi obtenues sont présentées dans les courbes de la figure 13.

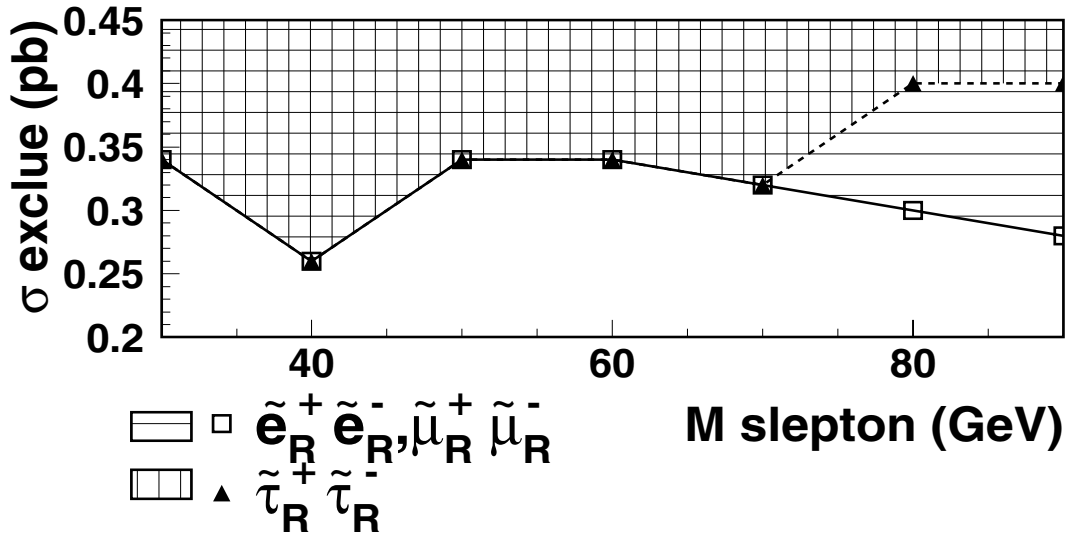


Fig. 13: Limites sur les désintégrations directes de sleptons $\tilde{\ell} \rightarrow \ell qq$ dérivées des limites sur les processus indirects $\tilde{\ell} \rightarrow \ell \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell qq$, à $\sqrt{s} = 189$ GeV.

La ligne continue et les carrés blancs donnent les sections efficaces exclues pour les sélectrons et les smuons, la ligne discontinue et les triangles noirs les sections efficaces exclues pour les staus. Les régions hachurées sont exclues à 95 % de niveau de confiance.

Les sections efficaces exclues sont entre 0,2 et 0,40 pb, les plus mauvais résultats étant obtenus pour les staus à 80 et 90 GeV faute de critère efficace d'isolation de taus dans un environnement hadronique dense.

Ce point mis à part, les trois types de sleptons ont la même limite que les neutralinos de même masse, car la plus mauvaise section efficace issue du balayage en $M_{\tilde{\chi}_1^0}$ est obtenue à la dégénérescence ($M_{\tilde{\chi}_1^0} \sim M_{\tilde{\ell}}$), là où les signaux de sleptons ressemblent le plus aux signaux de neutralinos de même masse.

V Combinaison des résultats obtenus à différentes énergies

Ces analyses ont été appliquées aux échantillons de données collectés aux autres énergies (voir table 5.1). Le détail des résultats obtenus séparément est en Annexe, mais il est intéressant de voir l'amélioration des résultats obtenus en combinant tous ces résultats.

Chaque échantillon est considéré comme indépendant par rapport aux autres, même si certains problèmes, par exemple ceux liés au détecteur ou à sa simulation, se propagent d'un échantillon à un autre surtout lorsqu'ils sont proches en temps (comme les quatre prises de données en 1999).

Dès lors, on combine les résultats obtenus par point de masse en faisant la somme des candidats sélectionnés dans les données d'une part et celle des fonds attendus d'autre part.

De ces deux nombres, on calcule la nouvelle valeur de N_{95} , la limite supérieure sur le nombre d'événements de signal attendus à 95 % de niveau de confiance.

La section efficace exclue combinée est alors :

$$\sigma_{COMBINEE} = \frac{N_{95}}{\sum_{\text{énergies}} \mathcal{L}_i \times \epsilon_i} \quad (7.6)$$

Où i représente chaque point d'énergie délivrée par le LEP, avec $\sqrt{s} (i = 1) = 183$ GeV et $\sqrt{s} (i = 6) = 202$ GeV.

L'intérêt de cet exercice est d'améliorer l'exclusion pour les processus à faible section efficace, comme les leptons scalaires ou les neutralinos. On ne fera pas de combinaison pour les charginos, vu que l'on les exclut systématiquement jusqu'à la limite cinématique, et que l'amélioration des limites provient dans ce cas de la montée en énergie du centre de masse.

Tous les résultats présentés ici sont préliminaires.

Le neutralino le plus léger.

La figure 14 représente les sections efficaces exclues combinées superposées à celles exclues par l'analyse à 189 GeV pour la comparaison :

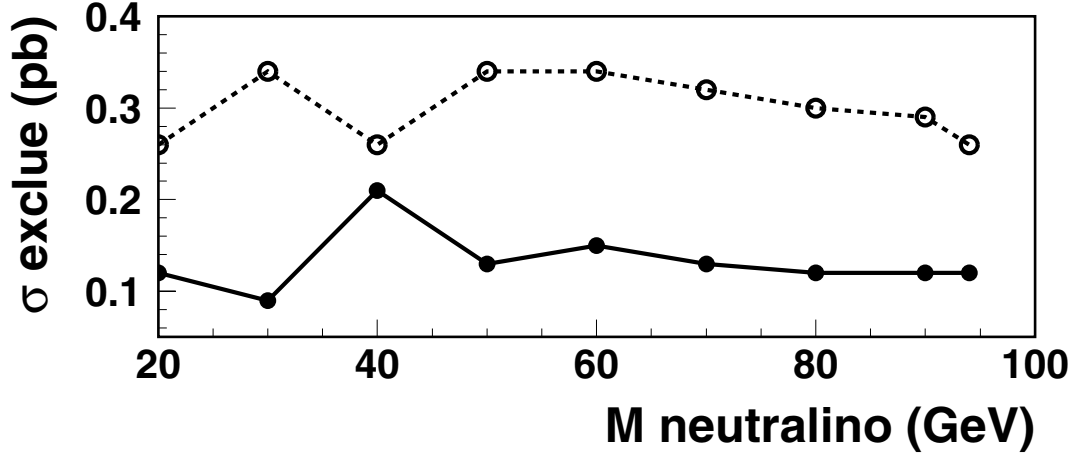


Fig. 14: Sections efficaces exclues en fonction de la masse du neutralino, avec la combinaison des échantillons de $\sqrt{s} = 183$ GeV à $\sqrt{s} = 202$ GeV (points noirs, ligne continue) et avec le seul échantillon à $\sqrt{s} = 189$ GeV (points blancs, ligne discontinue).

On voit très nettement l'amélioration apportée par la combinaison des échantillons à énergies différentes. La luminosité totale combinée représente 465.5 pb^{-1} , soit plus de deux fois la luminosité collectée à $\sqrt{s} = 189$ GeV, et permet d'expliquer le facteur 2 gagné dans les sections efficaces exclues, les efficacités restant sensiblement constantes.

Les leptons scalaires.

La combinaison des échantillons permet d'améliorer quelque peu les limites obtenues, comme on peut le voir dans les figures 15 à 17.

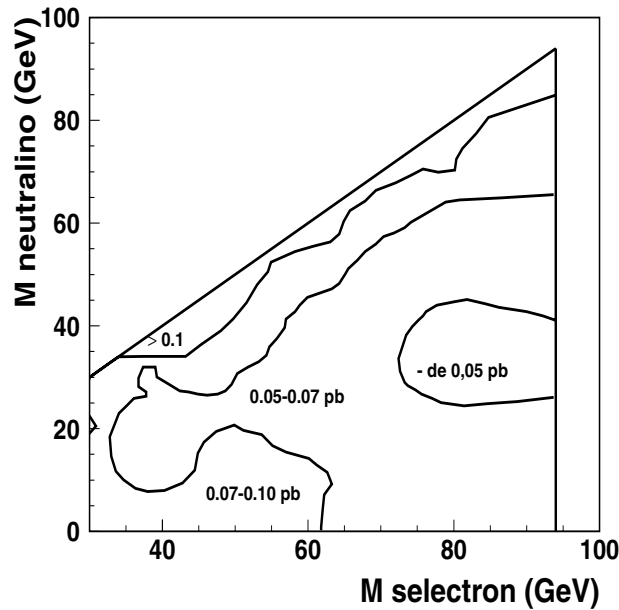


Fig. 15: Sections efficaces exclues pour les sélectrons exprimées dans le plan $M_{\tilde{e}_R} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$, en utilisant la combinaison des échantillons à différentes énergies ($\sqrt{s} \geq 189$ GeV).

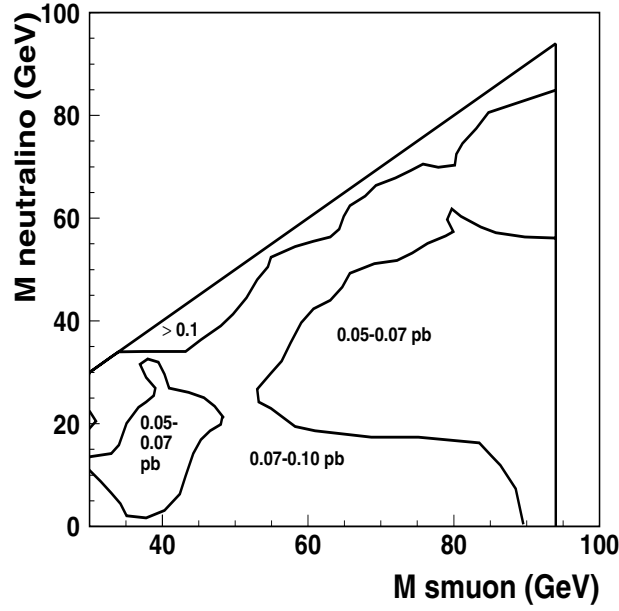


Fig. 16: Sections efficaces exclues pour les smuons, exprimées dans le plan $M_{\tilde{\mu}_R} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$, en utilisant la combinaison des échantillons à différentes énergies ($\sqrt{s} \geq 189$ GeV).

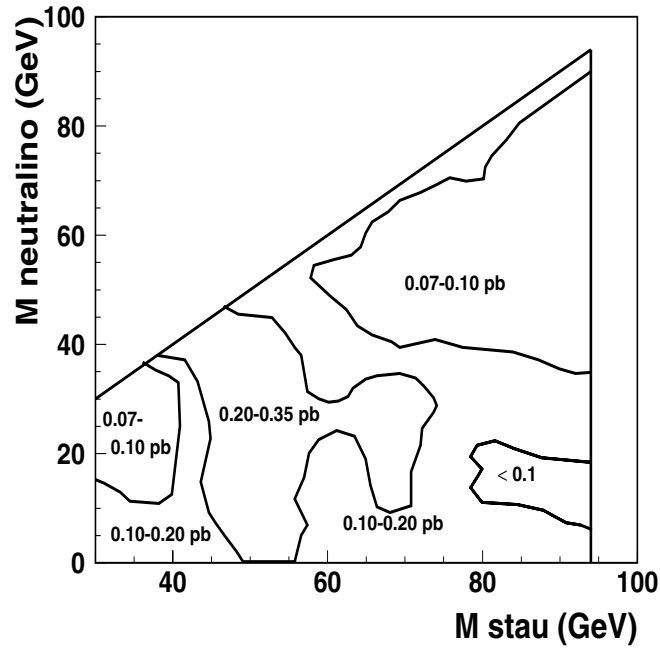


Fig. 17: Sections efficaces exclues pour les staus, exprimées dans le plan $M_{\tilde{\tau}_R} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$, en utilisant la combinaison des échantillons à différentes énergies ($\sqrt{s} \geq 189$ GeV).

La recherche de sleptons n'ayant commencé qu'en 1998 avec les données collectées à 189 GeV, la combinaison ne contient pas l'échantillon à 183 GeV.

Les bornes d'exclusion sont respectivement de 0,03–0,21 pb pour les sélectrons, 0,05–0,21 pb pour les smuons et 0,07–0,35 pb pour les staus, à comparer avec les résultats de

189 GeV seul : 0,06–0,34 pb pour les sélectrons, 0,08–0,34 pb pour les smuons et 0,09–0,40 pb pour les staus.

Les contours des sections efficaces exclues sont à peu près les mêmes que ceux obtenus à 189 GeV, avec les plus mauvais résultats dans la région de la dégénérescence.

Pour les staus, des structures à $M_{\tilde{\tau}} = 50$ GeV et $M_{\tilde{\tau}} = 70$ GeV se dessinent. Elles sont dues à un léger excès de candidats vis à vis des prédictions du Modèle Standard dans les deux sélections concernées (st50 et st70 Δ). Ces excès ne sont pas significatifs et sont localisés dans deux échantillons d'énergies séparées ($\sqrt{s} = 192$ GeV et $\sqrt{s} = 200$ GeV).

On réitère l'opération menée plus haut pour les désintégrations directes et l'on obtient :

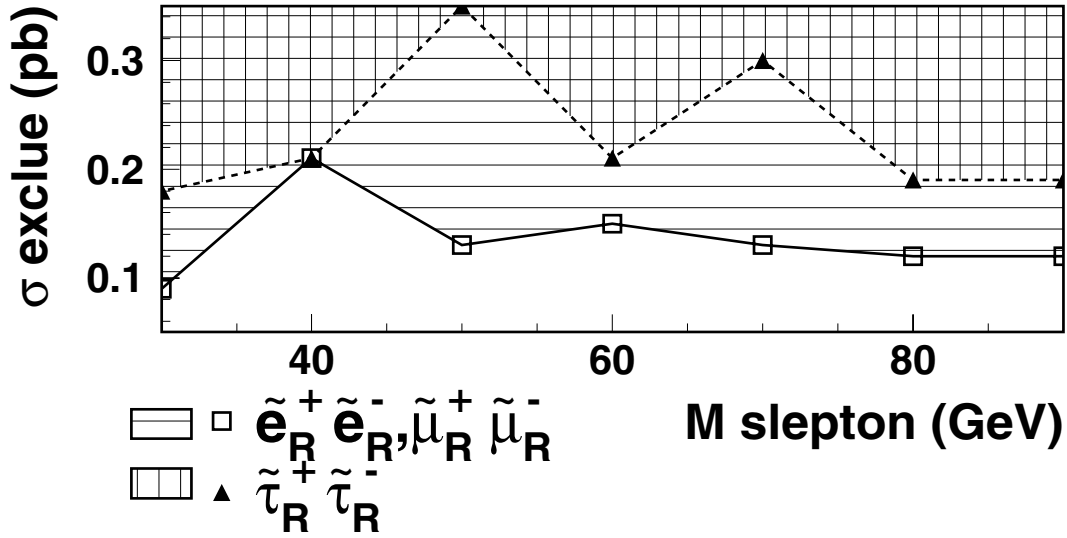


Fig. 18: Limites sur les désintégrations directes de sleptons $\tilde{\ell} \rightarrow \ell qq$ dérivées des limites sur les processus indirects $\tilde{\ell} \rightarrow \ell \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell qq$, pour $\sqrt{s} \geq 189$ GeV.

Les remarques de la figure 13 s'appliquent également ici.

Les bornes d'exclusion sont cependant passées de 0,2–0,40 pb à 0,09–0,35 pb, ce qui représente un progrès certain. Les staus bénéficient nettement moins de ce progrès, notamment à cause des excès observés.

8. INTERPRÉTATION

Ce chapitre est dédié à l'interprétation des limites obtenues sur les sections efficaces de production de particules supersymétriques en limites sur leurs masses.

Nous restons dans le cadre de l'analyse des données récoltées à $\sqrt{s} = 189$ GeV afin d'être cohérent avec les chapitres précédents. Les limites issues des analyses des données aux autres énergies seront mentionnées en fin de chapitre.

On va voir que le calcul des sections efficaces de certaines particules supersymétriques fait intervenir non seulement sa masse, mais aussi plusieurs autres paramètres tels que leur contenu en champs et éventuellement la masse d'autres particules supersymétriques.

Pour tenir compte des différents paramètres d'une manière simple et pratique, nous sommes placés dans le cadre du modèle mSUGRA présenté dans le chapitre 2, section V.2 qui va être résumé ici.

I Brefs rappels du modèle employé

Le modèle mSUGRA ne dépend que de cinq paramètres libres provenant de la brisure douce de la supersymétrie :

- M_2 : masse commune des jauginos SU(2) à l'échelle de Grande Unification (G.U.T.).
- m_0 : terme de masse unique des scalaires à l'échelle G.U.T.
- μ : paramètre de mélange entre les deux doublets de Higgs.
- $\tan\beta$: rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux bosons de Higgs.
- \mathcal{A}_0 : valeur commune des couplages trilineaires des superpartenaires scalaires des fermions aux bosons de Higgs, à l'échelle G.U.T.

Seuls les quatre premiers sont utiles pour définir les sections efficaces de production, les masses et les contenus en champs des neutralinos et des charginos.

Aussi, pour des raisons de simplicité, nous fixerons arbitrairement le terme \mathcal{A}_0 à 0 pour cette étude.

II Le spectre des particules supersymétriques

II.1 Les neutralinos

L'étude des matrices de masses du chapitre 2 permet de voir que le contenu en champs des neutralinos dépend essentiellement des variables M_2 et μ , comme on peut également le constater dans les figures 1 pour le $\tilde{\chi}_1^0$ et 2 pour le $\tilde{\chi}_2^0$.

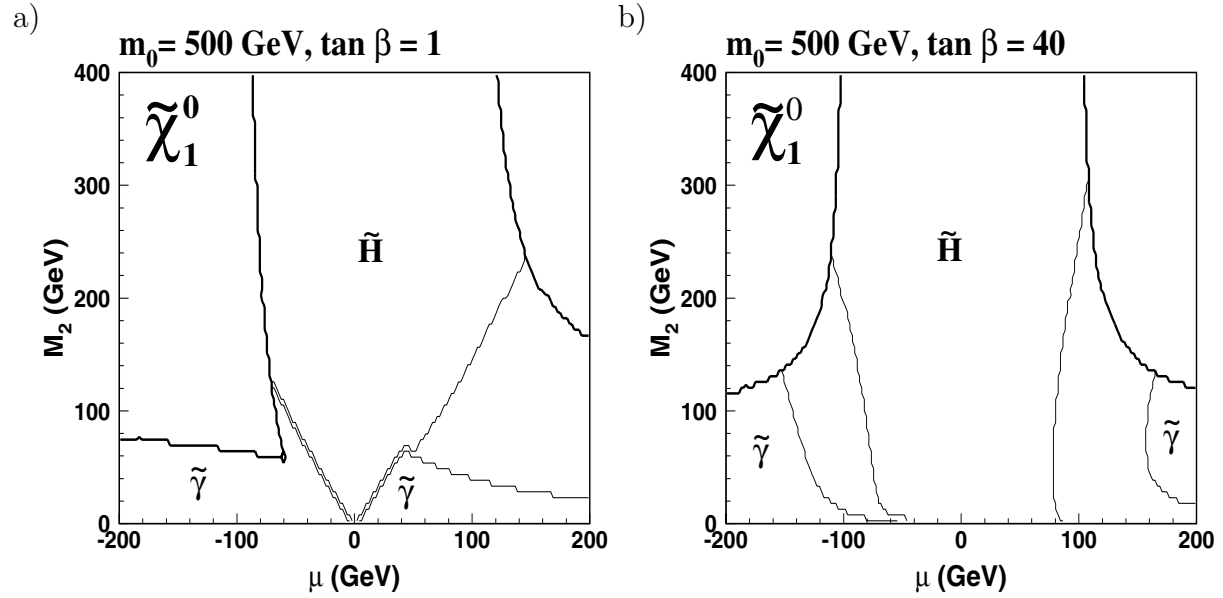


Fig. 1: Disposition des régions du plan $M_2 - \mu$ dominées par un champ donné du $\tilde{\chi}_1^0$, pour $m_0 = 500$ GeV et a) $\tan \beta = 1$ et b) $\tan \beta = 40$.

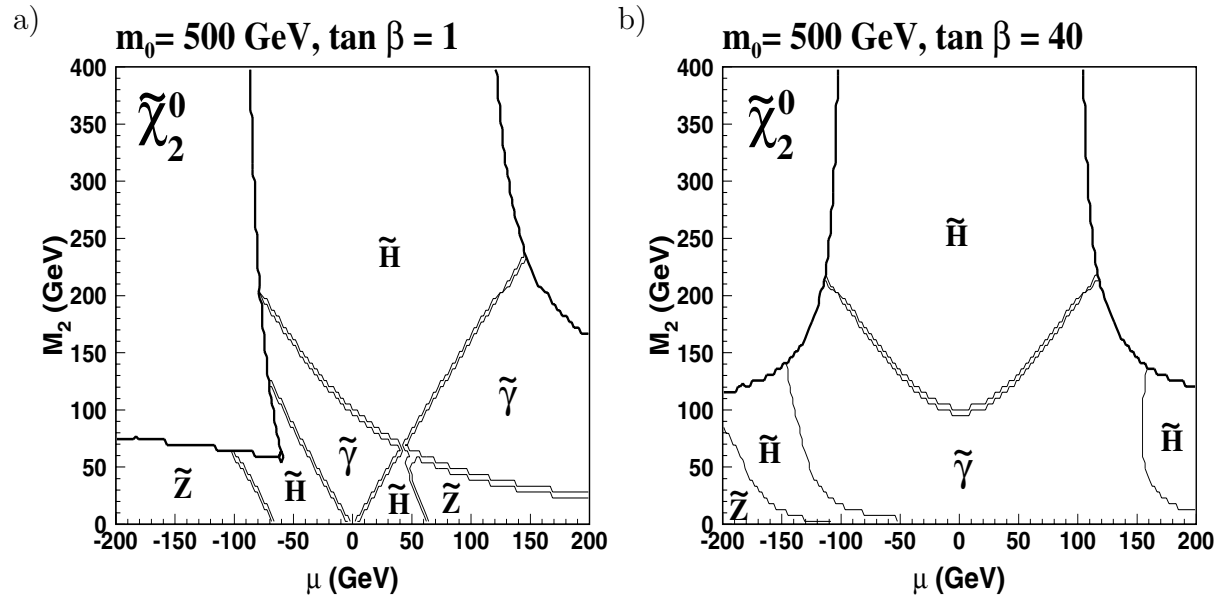


Fig. 2: Disposition des régions du plan $M_2 - \mu$ dominées par un champ donné du $\tilde{\chi}_2^0$, pour $m_0 = 500$ GeV et a) $\tan \beta = 1$ et b) $\tan \beta = 40$.

Les régions dominées par un champ donné sont les régions où le contenu du neutralino dans ce champ est supérieur à 50 %.

La ligne épaisse qui délimite la région d'étude à chaque fois est l'isomasse du chargino $M_{\tilde{\chi}_1^+} = 100$ GeV.

On remarque en premier lieu que la zone $M_2 > 2|\mu|$ est une région où $\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_2^0$ sont purement higgsinos.

Le $\tilde{\chi}_1^0$ devient jaugino pour les faibles valeurs de M_2 et les grandes valeurs de $|\mu|$. La situation est un peu plus compliquée pour le $\tilde{\chi}_2^0$ qui peut être jaugino ou higgsino dans ces mêmes régions.

Par souci de clarté, nous n'avons pas représenté le contenu en champs des $\tilde{\chi}_3^0$ et $\tilde{\chi}_4^0$. Ces derniers sont higgsinos quand $\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_2^0$ sont jauginos et réciproquement.

On s'intéresse à présent à la répartition des masses des neutralinos dans les mêmes plans. Les courbes isomasse sont représentées dans la figure 3 pour le $\tilde{\chi}_1^0$ et dans la figure 4 pour le $\tilde{\chi}_2^0$.

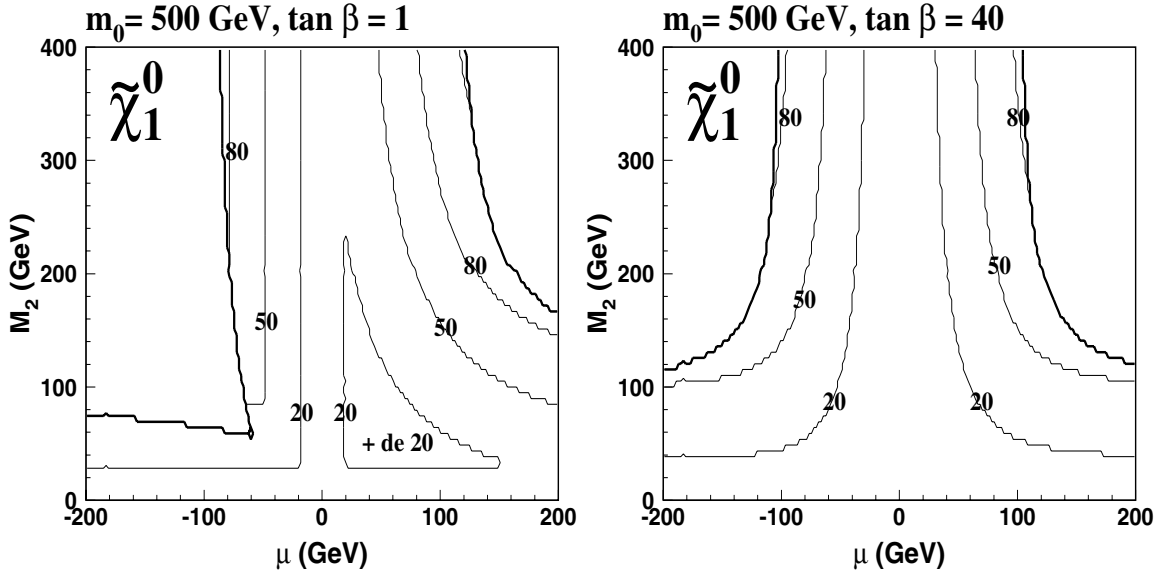


Fig. 3: Isomasses du $\tilde{\chi}_1^0$ ($M = 20, 50$ et 80 GeV) pour $m_0 = 500$ GeV et : a) $\tan \beta = 1$, b) $\tan \beta = 40$.

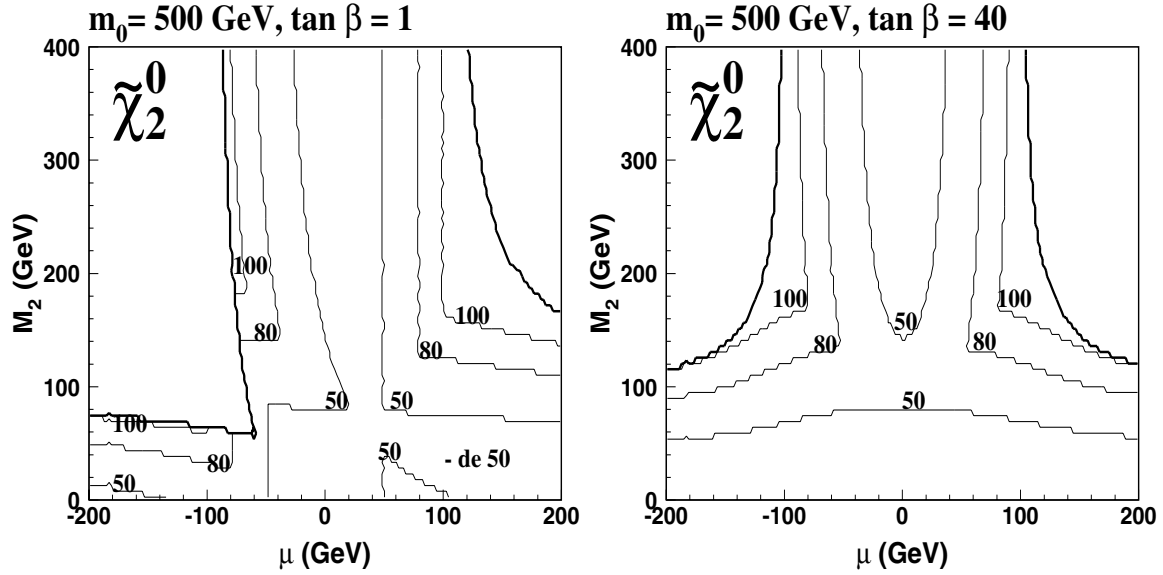


Fig. 4: Isomasses du $\tilde{\chi}_2^0$ ($M = 50, 80$ et 100 GeV) pour $m_0 = 500$ GeV et : a) $\tan \beta = 1$, b) $\tan \beta = 40$.

La masse du neutralino est proportionnelle à M_2 si celui-ci est plutôt jaugino ou $|\mu|$ si celui-ci est fortement higgsino.

La production de paires de neutralinos tient en deux diagrammes dessinés dans la figure 5.

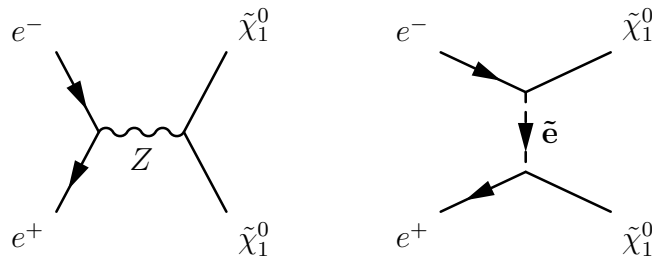


Fig. 5: Diagrammes de production de paires de neutralinos (ici, des $\tilde{\chi}_1^0$, mais aussi valables pour des neutralinos plus lourds).

Le mode de production dépend du contenu en champ des neutralinos.

Le diagramme d'annihilation domine lorsque les neutralinos sont de type higgsino. La section efficace ne dépend alors que des masses des higgsinos, comme on peut le voir dans la figure 6 :

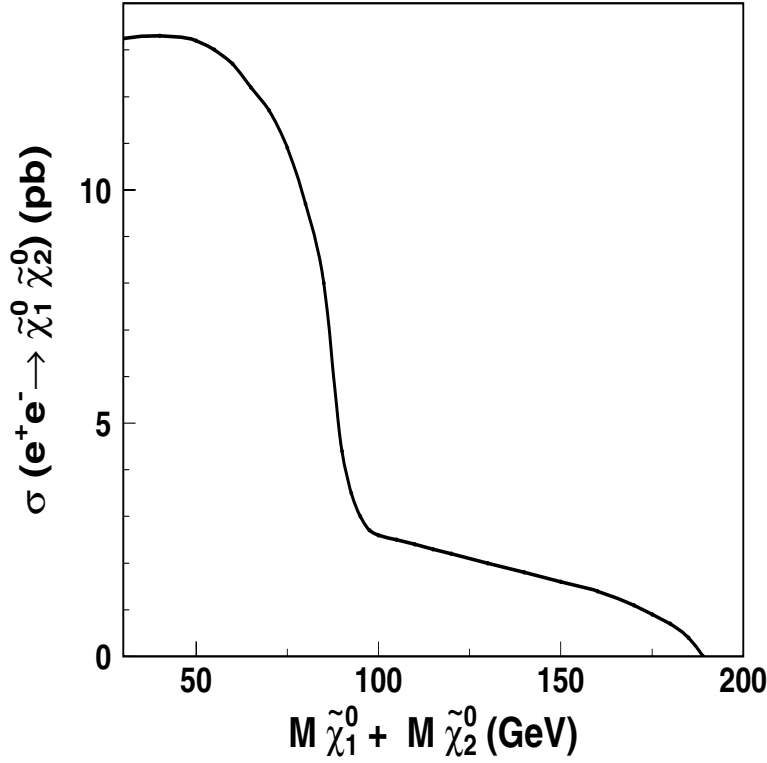


Fig. 6: Evolution de la section efficace de production de higgsinos $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$ avec la somme des masses des particules produites (ici, $\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_2^0$ sont higgsinos à plus de 90 %). La section efficace a été calculée pour $\sqrt{s} = 189$ GeV.

Les higgsinos se couplent au boson Z, et la section efficace de production de higgsinos bénéficie donc de la résonance interne du Z lorsque la somme des masses des higgsinos l'autorise ($M_1 + M_2 < M_Z$).

Tous les processus de production associée de neutralinos lourds étudiés sont des processus de production de paires de higgsinos.

Le diagramme d'échange est l'unique mode de production de paires de jauginos.

La section efficace de production dépend également de la masse de l'électron scalaire qui est à son tour proportionnelle à m_0 . La dépendance de la section efficace de production vis-à-vis de m_0 est représentée dans la figure 7.

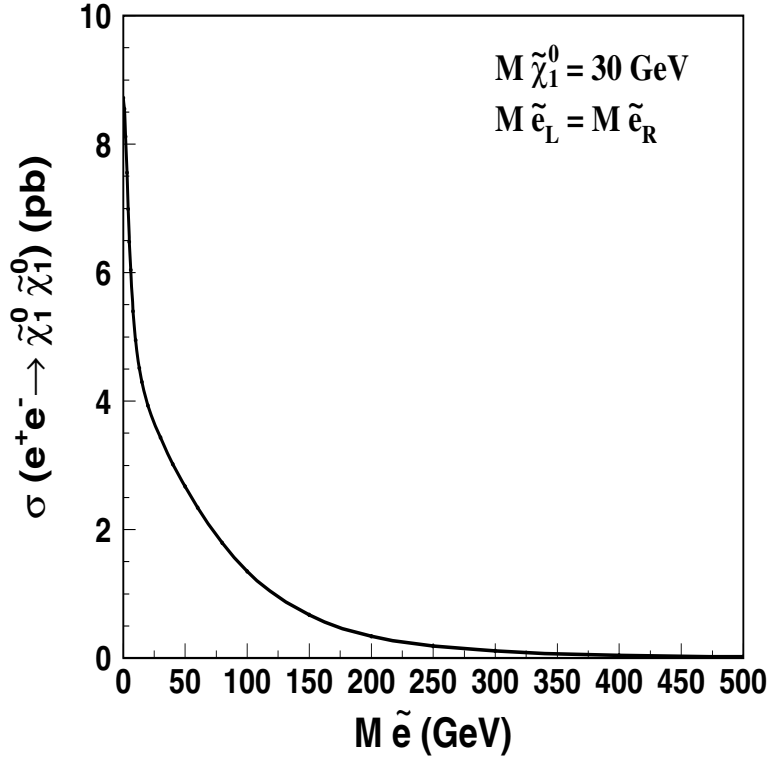


Fig. 7: Evolution de la section efficace de production de paires de photinos en fonction de m_0 . La section efficace a été évalué à $\sqrt{s} = 189$ GeV.

On constate que cette section efficace est inversement proportionnelle à m_0 et décroît très rapidement aux grandes valeurs de ce paramètre.

La masse du sélectron dépend également, mais dans une moindre mesure, de $\tan\beta$. La section efficace de production de paires de jauginos sera donc également réduite aux grandes valeurs de $\tan\beta$.

Le processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ est un bon exemple de production de paires de jauginos.

L'interférence des deux diagrammes est généralement constructive [99], et l'on s'attend à une section efficace minimale dans la région jaugino à grand m_0 , où les scalaires deviennent très massifs et le diagramme d'échange est supprimé.

II.2 Les charginos et la notion de limite cinématique

Les charginos ne sont constitués que de deux champs : higgsino chargé \tilde{H}^\pm et wino \tilde{W}^\pm , dont la prédominance dépend également de M_2 et μ , comme on peut le constater dans la figure 8 :

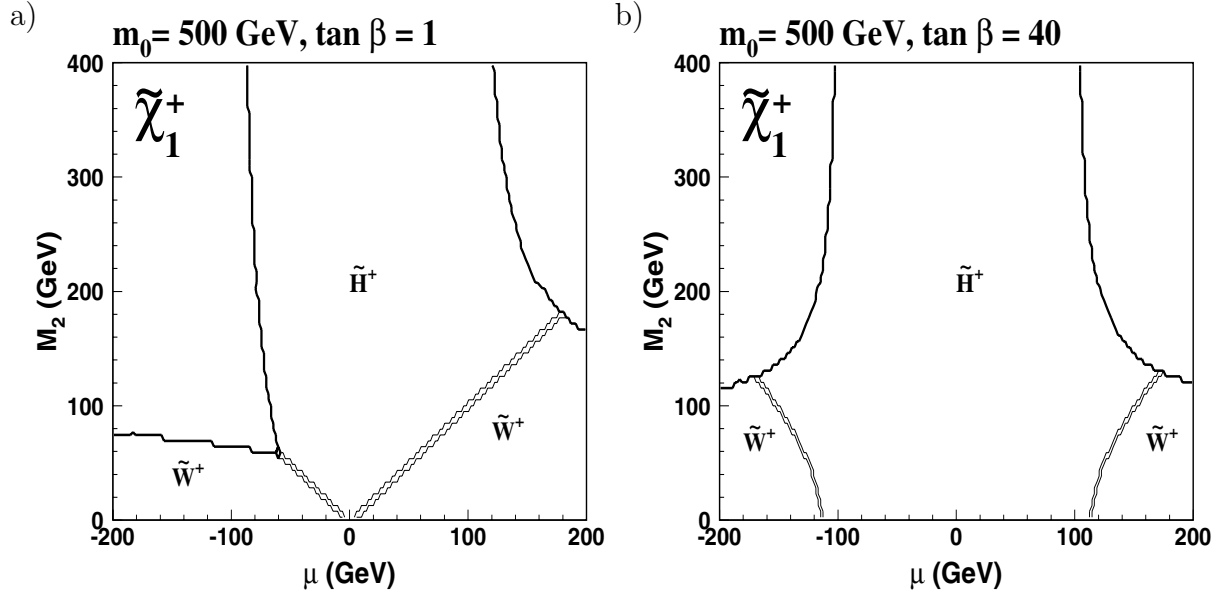


Fig. 8: Disposition des régions du plan $M_2 - \mu$ dominées par un champ donné du $\tilde{\chi}_1^+$, pour $m_0 = 500$ GeV et a) $\tan \beta = 1$ et b) $\tan \beta = 40$.

Les conventions des figures 1 et 2 ont été conservées. Ici encore, la forme des zones (mais pas la position globale) évolue avec $\tan \beta$ et les régions où le chargino est higgsino coïncide plus ou moins avec celles où le $\tilde{\chi}_1^0$ est également higgsino. La production de paires de charginos dépend également du contenu en champ de ces derniers, et procède via deux diagrammes en interférence représentés en figure 9.

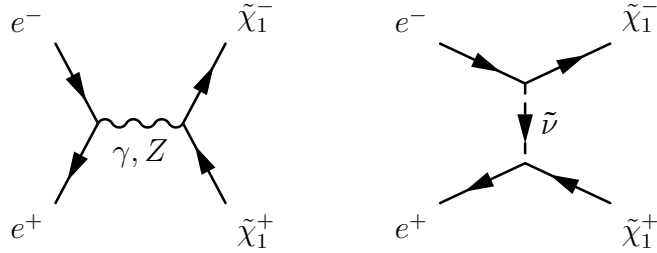


Fig. 9: Diagrammes de production de paires de charginos (illustration de charginos 1, valable aussi pour le chargino lourd.)

Pour le chargino, l'interférence entre voie s et voie t est systématiquement destructive [100]. La section efficace est donc minimale lorsque le neutrino scalaire est cinématiquement accessible ($m_0 < 90$ GeV) et remonte à grand m_0 et grand M_2 . On peut noter que le canal d'annihilation est ouvert au wino qui dispose également des couplages non-abéliens de son partenaire du Modèle Standard, le W. L'évolution de la section efficace de production des charginos en fonction de leur masse est représentée dans la figure 10.

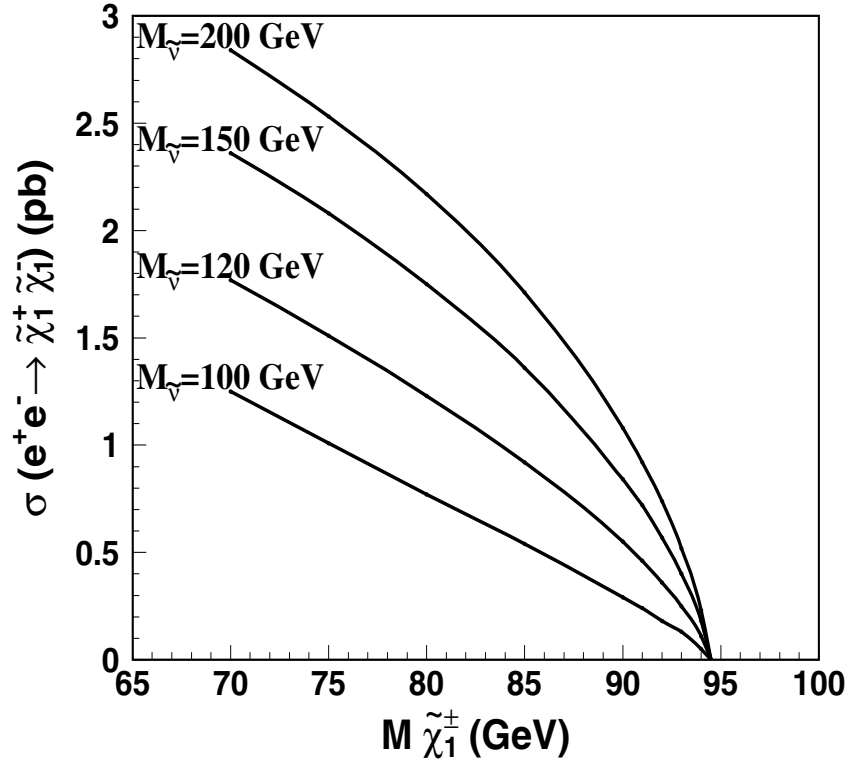


Fig. 10: Evolution de la section efficace de production des charginos en fonction de leur masse, pour plusieurs valeurs de M_2 .

La région choisie est $m_0 = 70$ GeV, $\tan \beta = 40$. Comme précédemment, les sections efficaces sont évaluées à $\sqrt{s} = 189$ GeV.

On voit ici la régression de la section efficace de production avec M_2 , due à l'interférence destructive du diagramme d'échange de sneutrino. La masse de ce dernier est proportionnelle à M_2 et le poids relatif du diagramme d'échange augmente alors que le sneutrino se rapproche de la couche de masse, réduisant d'autant la section efficace totale de production de charginos.

Cependant, la section efficace de production de paires de charginos est telle que l'on peut généralement exclure la production de ce signal jusqu'à $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \sim E_{\text{faisceau}}$, pourvu que l'on dispose d'une luminosité intégrée suffisante.

Dans le cadre de cette analyse, compte tenu du niveau de fond hadronique irréductible provenant essentiellement des paires de W, la luminosité requise pour exclure une production de charginos supérieure à 1 pb est de 15 pb^{-1} . La notion de "limite cinématique" employée fréquemment par la suite fait référence à l'isomasse du chargino

$M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = \frac{\sqrt{s}}{2} = 94,5$ GeV dans tous les balayages présentés par la suite.

II.3 Les leptons scalaires chargés

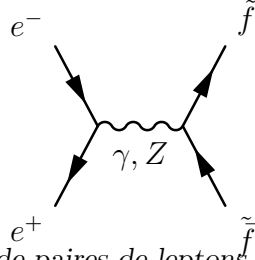


Fig. 11: Diagramme de production de paires de leptons scalaires chargés en voie d'annihilation.

Les leptons scalaires sont produits par paires en voie d'annihilation, comme illustré ci-dessus par la figure 11.

De plus, les sélectrons (\tilde{e}_R, \tilde{e}_L) bénéficient d'un diagramme d'échange de neutralinos dans la voie t, représenté dans la figure 12 :

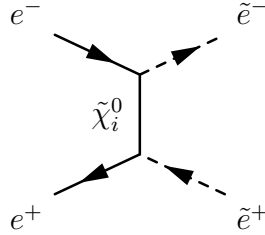


Fig. 12: Diagramme de production d'électrons scalaires par échange de neutralino.

De manière générale, la masse des sleptons chargés isosingulets dépend de m_0 , M_2 et $\tan\beta$, d'après la formule 2.12 du chapitre 2 reproduite ici :

$$M_{\tilde{\ell}_R}^2 = m_0^2 + 0.22M_2^2 - 0.23M_Z^2 \cos 2\beta \quad (8.1)$$

Quand m_0 et $\tan\beta$ sont fixés, les isomasses ne dépendent que de M_2 et sont donc des droites horizontales dans le plan $M_2 - \mu \cdot \cos 2\beta$ est négatif quand $\tan\beta \geq 1$, le dernier terme a une contribution positive à $M_{\tilde{\ell}_R}$. Les régions accessibles cinématiquement aux sleptons seront donc les régions à petits m_0 , M_2 et $\tan\beta$.

Dans le modèle mSUGRA, les trois sleptons chargés isosingulets ($\tilde{e}_R, \tilde{\mu}_R$ et $\tilde{\tau}_R$) sont dégénérés en masse, ce qui permet de sommer leurs contributions et d'améliorer l'exclusion.

III Les limitations apportées par la R-parité brisée

Le modèle exposé ci-dessus ne tient compte que de cinq paramètres libres obtenus à l'échelle de Grande Unification et ramenés à l'échelle électro-faible (typiquement $\Lambda = M_Z$) par la résolution des Equations du Groupe de Renormalisation (ou RGE) qui permettent ainsi de déterminer le spectre complet des particules supersymétriques.

Lorsque la R-parité n'est plus conservée, il faut également tenir compte du couplage de Yukawa considéré (ici, un couplage λ'') et lui faire subir la même évolution en tant que sixième paramètre libre.

L'étude de l'influence des couplages \mathcal{R}_p a été réalisée dans la référence [101] avec les couplages de troisième génération (λ''_{3jk}), mais uniquement avec les termes de brisure douce de supersymétrie. L'influence des couplages \mathcal{R}_p sur le spectre des superparticules reste à établir [27]¹.

Cependant, le secteur des neutralinos, des charginos et des sleptons ne devrait pas être trop affecté par un couplage λ'' non nul, tant que ce couplage n'est pas trop grand, ce qui permet de supposer que nos limites sont une bonne estimation des limites réelles.

Un deuxième écueil concerne directement la région higgsino neutre de l'espace des paramètres.

En effet, un bref coup d'oeil à la figure 1 permet de voir que cette région est localisée dans les grandes valeurs de M_2 , ce qui signifie également de grandes valeurs pour les masses de quarks scalaires.

Si l'on considère la longueur de désintégration du $\tilde{\chi}_1^0$:

$$\delta = \frac{\hbar c}{\Gamma} \propto 1 K^2 \frac{M_{\tilde{q}}^4}{\lambda''^2 M_{\tilde{\chi}_1^0}^5}$$

avec K constante de couplage du neutralino au squark, on voit que, dans cette région, la longueur de désintégration δ du $\tilde{\chi}_1^0$ est accrue à la fois par le fait que le $\tilde{\chi}_1^0$ est higgsino (K petit) et par la grande virtualité des quarks scalaires ($M_{\tilde{q}}$ grand).

¹ Les quarks scalaires se couplant directement au vertex λ'' , on s'attend [27] à une modification notable du spectre de masse de ces particules, ce qui pourrait notamment permettre l'émergence de régions de l'espace des paramètres où l'un des quarks scalaires isosingulets serait la LSP.

La figure 13 représente des contours d'exclusion obtenus dans l'hypothèse d'une désintégration du $\tilde{\chi}_1^0$ proche du vertex principal.

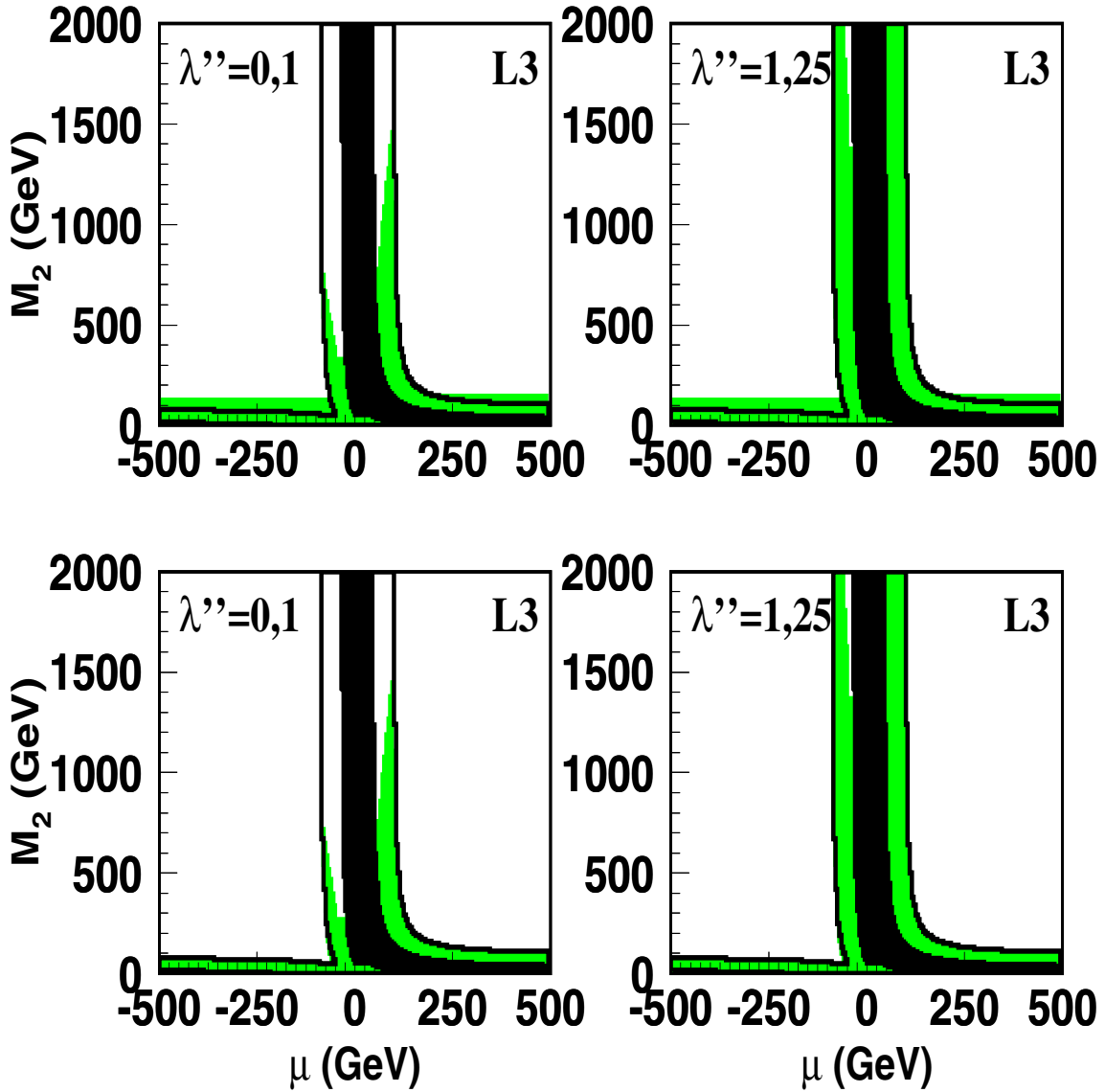


Fig. 13: Zones de l'espace des paramètres exclues par les résultats de cette analyse (grisé) avec $\tan \beta = 1$ et différentes valeurs de m_0 (En haut : $m_0 = 50$ GeV, en bas : $m_0 = 500$ GeV) et de λ''_{212} .

Les zones blanches en dessous de la limite cinématique aux grandes valeurs de M_2 ne sont pas exclues parce que la longueur de désintégration du $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \delta$ y excède 1 cm et parce qu'elles ne sont pas non plus couvertes par le contour d'exclusion dû à la mesure de la largeur totale du Z à LEP I (zone noire au centre).

On voit ainsi que, pour étendre nos résultats dans la région higgsino, il faudra forcer la valeur du couplage λ'' considéré à des valeurs relativement importantes, le cas le plus critique étant celui du couplage λ''_{212} qui ne fait intervenir aucun quark b et donne donc

la plus petite largeur de higgsino.

La table 8.1 présente les valeurs minimales de λ'' requises pour couvrir complètement l'espace des paramètres jusqu'à la valeur correspondante de M_2 :

M_2 (GeV)	200	400	500	1000	1500	2000
λ''_{212} minimum	0.20	0.27	0.33	0.87	1.63	2.79

Tab. 8.1: Valeurs minimales de λ''_{212} requises pour pouvoir étendre le balayage de l'espace des paramètres jusqu'à la valeur correspondante de M_2 en restant dans l'hypothèse de courte longueur de désintégration ($\delta < 1$ cm)

Ces valeurs tiennent évidemment compte des zones exclues par la mesure de la largeur totale du Z à LEP I, dont nous reparlerons par la suite.

IV Exclusion et limite sur les masses

IV.1 Exclusion dans le cadre du modèle mSUGRA

Nous avons considéré l'espace des paramètres suivant :

$$M_2 \in [0; 400] \text{ GeV}, \mu \in [-500; 500] \text{ GeV}, \tan\beta \in [0, 7; 40], m_0 \in [0; 500] \text{ GeV}. \quad (8.2)$$

avec la granularité suivante :

$$\delta M_2 = 2 \text{ GeV}, \delta\mu = 5 \text{ GeV}, \delta m_0 = 10 \text{ GeV} (m_0 < 100 \text{ GeV}) \quad (8.3)$$

et les points en $\tan\beta$: 0,7 ; 0,8 ; 0,9 ; 1 ; 1,2 ; 1,4 ; 1,6 ; 1,8 ; 2 ; 2,5 ; 3 ; 4 ; 5 ; 10 et 40.

D'après la table précédente, la borne supérieure en M_2 combinée à l'hypothèse de désintégration rapide du $\tilde{\chi}_1^0$ nous oblige à mettre une condition supplémentaire sur le domaine de validité de cette interprétation, $\lambda''_{212} \geq 0,27$, ce qui demeure dans l'intervalle autorisé par les limites décrites dans le chapitre 3.

A partir de fichiers contenant les valeurs des sections efficaces de production, des masses, des largeurs partielles de désintégration et des rapports d'embranchement pour un maillage régulier du plan $M_2 - \mu$ et des valeurs fixes de $\tan\beta$ et de m_0 , nous dérivons des contours d'exclusion à partir des sections efficaces de production exclues par notre analyse et collectées dans le chapitre précédent.

Bien évidemment, ces sections efficaces ne correspondent qu'à un seul processus physique à la fois, alors que plusieurs signaux peuvent apparaître pour un point donné de l'espace des paramètres si les acteurs concernés sont cinématiquement accessibles.

Il nous faut alors combiner les résultats de chaque recherche de la manière suivante.

IV.1.1 Combinaison des résultats.

Quand plusieurs particules supersymétriques sont cinématiquement accessibles pour un point donné de l'espace des paramètres, on doit bien évidemment s'attendre à ce que chaque signal se manifeste simultanément. On a ainsi :

$$\sigma_{SUSY} = \sigma_{\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-} + \sigma_{\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0} + \sigma_{\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0} + \dots = \sum \sigma_{\text{processus étudiés}} \quad (8.4)$$

Le point est alors exclu si :

$$N_{95}^{OR} \leq \mathcal{L} \sum_{i \text{ proc.}} \epsilon_i \sigma_i \quad (8.5)$$

où N_{95}^{OR} est la limite supérieure à 95 % de niveau de confiance obtenue en faisant le .OR. logique des sélections dédiées aux signaux existants à ce point du superspace, ϵ_i est l'efficacité de cette sélection combinée pour le signal i et σ_i est la section efficace de production du signal i attendue pour ce point de l'espace des paramètres.

Selon les régions de l'espace des paramètres, on peut aussi bien avoir un seul processus dominant (comme la production $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ à grand $\tan\beta$ et grand m_0) ou bien plusieurs à la fois.

La combinaison des sélections est bien souvent avantageuse pour une exclusion uniforme dans les régions avec plusieurs processus "codominants", mais elle manque souvent de sensibilité dans les régions où un seul signal existe ou domine. Nous en avons donc tenu compte dans notre algorithme d'exclusion et appliqué les exclusions simples dans les régions avec un seul signal dominant et les exclusions combinées dans les régions où plusieurs signaux sont possibles.

IV.1.2 L'exclusion par la largeur de désintégration totale du Z.

Les principes de cette exclusion ont été détaillés dans la section II.1.2 du chapitre 5. Les paramètres utilisés pour le calcul de ce contour d'exclusion proviennent de la référence [67]. On considère ici l'ensemble des processus supersymétriques cinématiquement accessibles et on traduit la limite obtenue dans le chapitre 5 dans l'espace des paramètres mSUGRA.

Un point est exclu par les données de LEP I sur la largeur du Z si :

$$\frac{\sigma_{SUSY}}{\sigma_Z} \Gamma_Z > \Delta\Gamma_{95} \quad (8.6)$$

où σ_{SUSY} est la somme des sections efficaces de production de tous les processus supersymétriques possibles issus de la désintégration du Z; σ_Z est la section efficace totale de production $e^+e^- \rightarrow Z$ et Γ_Z est la largeur totale de désintégration du Z, toutes deux prédites par le Modèle Standard. $\Delta\Gamma_{95}$ est la limite à 95% de niveau de confiance sur les contributions possibles de processus non-standards à la largeur Γ_Z , issues des différences entre la mesure et les prédictions du MS (voir aussi chapitre 5).

IV.2 Balayage de l'espace des paramètres

Pour chaque plan $M_2 - \mu$ avec des valeurs fixes de $\tan \beta$ et m_0 , on dérive les contours d'exclusion provenant à la fois de la mesure de la largeur du Z et ceux de cette analyse.

Ce faisant, on peut déterminer dans ce plan la valeur minimale des masses des particules qui ne soit pas exclue par l'un ou l'autre contour, constituant de fait une limite valable sur tout le plan.

En procédant de même pour chaque valeur de $\tan \beta$ et de m_0 , nous pouvons dessiner l'évolution de ces limites suivant l'un ou l'autre axe et définir une limite absolue pour chaque masse de particule considérée dans l'ensemble de la région balayée.

Nous allons à présent commenter les résultats de cette exploration systématique de l'espace des paramètres, en procédant à un découpage par régions possédant des caractéristiques phénoménologiques communes.

IV.2.1 $m_0 < 100 \text{ GeV}$

Les leptons scalaires contribuent ici à l'exclusion, à petits M_2 et $\tan \beta$ essentiellement. La masse de ces particules affecte la phénoménologie des neutralinos et des charginos en plusieurs points :

- Un processus supplémentaire de désintégration indirecte du chargino apparaît :

$$\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \nu \tilde{\ell} \rightarrow \nu \ell qqq$$

Celui-ci favorise visiblement le canal leptonique des désintégrations de paires $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$, augmentant son rapport d'embranchement graduellement jusqu'à 100 % lorsque les leptons scalaires deviennent plus légers que le chargino.

- Le même phénomène se produit chez les neutralinos lourds, avec :

$$\tilde{\chi}_j^0 \rightarrow \ell \tilde{\ell} \rightarrow \ell \ell \tilde{\chi}_i^0 \quad \text{avec } M_{\tilde{\chi}_j^0} < M_{\tilde{\ell}} < M_{\tilde{\chi}_i^0}$$

- Lorsque les leptons scalaires sont enfin plus légers que le $\tilde{\chi}_1^0$, ce dernier n'est plus la LSP. Il se désintègre alors en :

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell^+ \tilde{\ell}^- \rightarrow \ell^+ \ell^- qqq \quad (\text{et Conjugué de charge})$$

Dans ce dernier cas, l'analyse dédiée aux neutralinos $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ n'est plus valable.

Pour les charginos, la signature du canal leptonique n'a pas changée, mais la particule en résonance interne est un lepton scalaire chargé et non un neutralino : $\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\ell} \nu \rightarrow \ell qqq \nu$.

Dans ce cas, les leptons scalaires chargés isosingulets $\tilde{\ell}_R$ sont les LSP et se désintègrent alors directement en :

$$\tilde{\ell} \rightarrow \ell qqq$$

Il nous faut alors employer les résultats des désintégrations **directes** de leptons scalaires pour couvrir la zone correspondante de l'espace des paramètres, comme illustré dans la figure 14.

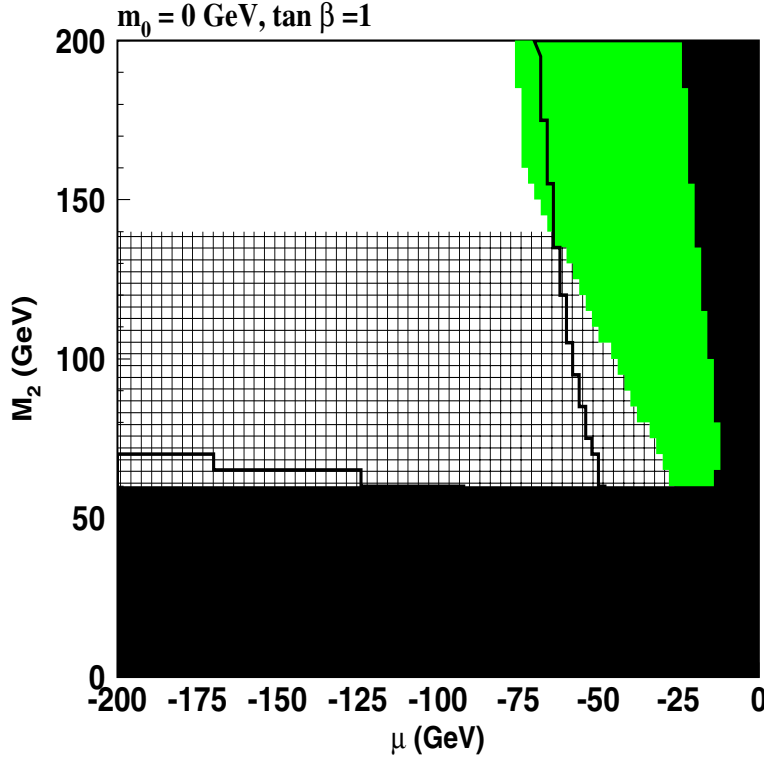


Fig. 14: Contours d'exclusion obtenus à $\tan \beta = 1$ et $m_0 = 0$.

La zone grisée est toujours la zone exclue par l'analyse sur les neutralinos et les charginos, et la zone noire est exclue par la largeur du Z.

La zone hachurée sur fond blanc correspond à la zone où les leptons scalaires chargés isosingulets sont les LSP, avec $M_{\tilde{\ell}} < 79,8$ GeV.

Cette zone n'a pas été exclue avec les données à 183 GeV faute d'avoir étudié les désintégrations des leptons scalaires. On voit que cette analyse est nécessaire pour exclure en dessous de la limite cinématique, tant dans le secteur higgsino que dans le secteur jaugino, à grands $|\mu|$.

Dans le reste de l'espace des paramètres, les résultats de l'analyse des charginos (en gris) couvre toujours la région entre la limite cinématique et la région noire, couverte par la largeur du Z.

On exclut également une petite zone au dessus de la limite cinématique ($M_2 > 140$ GeV et $\mu < -70$ GeV), grâce aux résultats des recherches de neutralinos lourds.

Pour des valeurs plus grandes de m_0 , le $\tilde{\chi}_1^0$ redevient la LSP, et l'on présente maintenant dans la figure 15 les résultats des balayage des plans $M_2 - \mu$ pour $\tan \beta = 1$ et $m_0 = 50$ GeV.

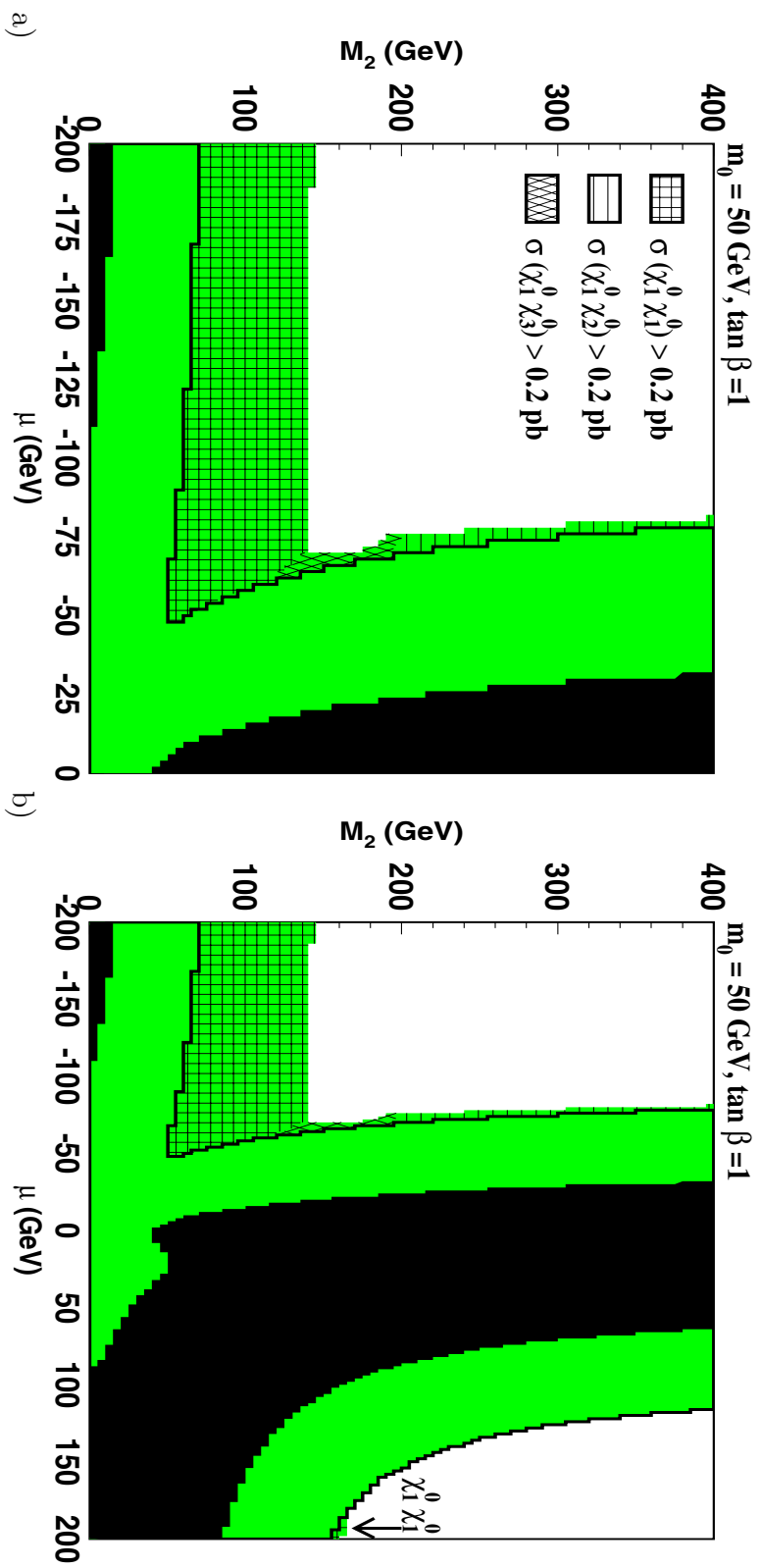


Fig. 15: Contours d'exclusion obtenus pour $m_0 = 50$ GeV et $\tan \beta = 1$. Le premier est un agrandissement du second en se focalisant sur les valeurs négatives de μ .

La production de $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ bénéficie également de la présence d'électrons scalaires résonants, ce qui permet d'exclure bien au delà de la limite cinématique dans la région jaugino (hachures droites, $\mu < 0$ et $\mu > 0$, flêché dans la figure 15b)).

Cette région exclue est propre aux recherches de SUSY avec violation de la R-Parité, car elle est uniquement due aux résultats de recherche de $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$.

Les productions associées de neutralinos lourds sont aussi conséquentes, et les résultats des recherches correspondantes permettent d'exclure une mince bande verticale située au dessus de la limite cinématique dans la région higgsino ($\mu < 0$). Les détails des processus dominants sont illustrés dans la figure 15a).

Pour $m_0 = 50$ GeV et $\tan \beta = 1$, la limite sur la masse des neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_2^0$ est obtenue à l'intersection de l'exclusion des jauginos $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ et des higgsinos $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_3^0$, à $\mu \sim -70$ GeV et $M_2 \sim 140$ GeV. La limite sur la masse du chargino est bien entendu obtenue pour $\mu > 0$ et $M_2 \sim 160$ GeV, où aucun processus de production de neutralinos ne permet d'exclure au delà de la limite cinématique (figure 15b). Cette limite est néanmoins atteinte.

Les contours d'exclusion obtenus à $\tan \beta = 40$ sont représentés dans la figure 16.

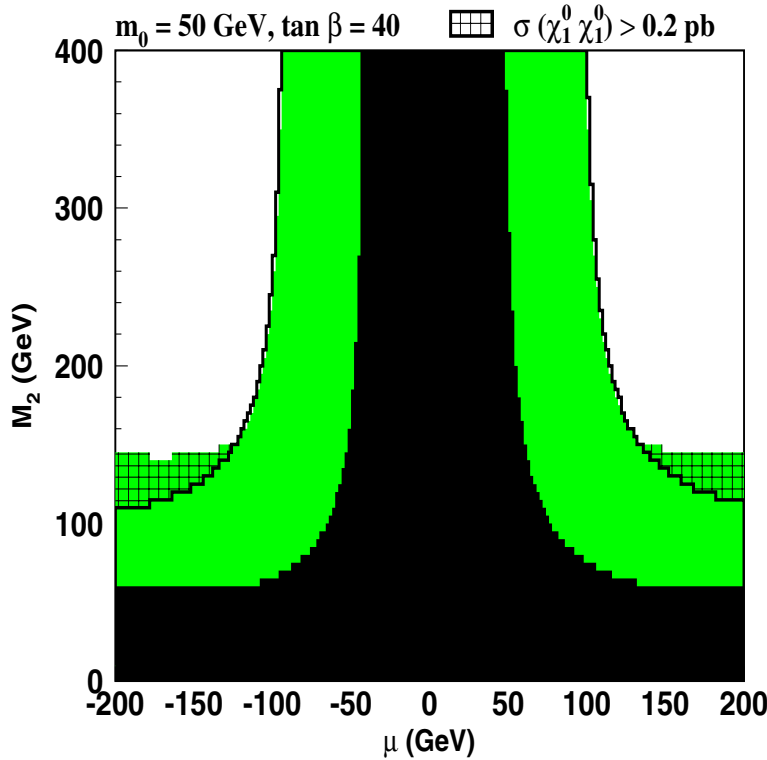


Fig. 16: Contours d'exclusion obtenus pour $m_0 = 50$ GeV et $\tan \beta = 40$.

Ici, les productions de neutralinos lourds ne permettent plus d'exclure au delà de la limite cinématique. Seuls restent les charginos et les jauginos $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ (hachures droites). La limite sur la masse des neutralinos ($\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_2^0$) est de manière générale obtenue dans la région $|\mu| \sim 100$ et $M_2 \sim 2 \times |\mu|$. Selon les processus de production de neutralinos en présence, la limite sur la masse du chargino sera obtenue dans une région différente du plan

$M_2 = \mu$, soit $\mu > 0$ lorsque tous les processus de production de neutralinos sont présents, soit proche de la limite obtenue pour les neutralinos ($|\mu| \sim 100$ et $M_2 \sim 2 \times |\mu|$) lorsque certains de ces processus font défaut comme ici.

IV.2.2 $m_0 > 100 \text{ GeV}$

Dans cette région, les leptons scalaires sont inaccessibles cinématiquement et ne participent plus à l'exclusion.

De plus, ils sont strictement plus lourds que les charginos, et leur contribution aux canaux de désintégration indirectes de ce dernier ($\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \nu \ell \rightarrow \nu \ell q q q$) devient négligeable. Les rapports d'embranchements de chaque canal de désintégration indirecte sont alors ceux des $W^* W^*$ et demeurent constants sur l'ensemble de la région concernée du superspace.

Dans cette région gouvernée par le secteur neutralino–chargino, l'essentiel de l'exclusion sera apporté par les résultats des charginos, qui permettront de couvrir tout l'espace des paramètres compris entre la région exclue par la largeur du Z et la limite cinématique.

Néanmoins, les neutralinos sont également présents. La production de $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ dans la région jaugino diminue fortement à cause de la grande masse acquise par l'électron scalaire, mais les productions associées de neutralinos lourds se maintiennent et permettent d'exclure une mince bande au-dessus de la limite cinématique dans la région higgsino, toujours à petit $\tan \beta$ (voir figures 17 et 18a)). Ce qui signifie qu'à grand $\tan \beta$ et grand m_0 , seuls les charginos participent à l'exclusion, comme on peut le voir sur la figure 18b).

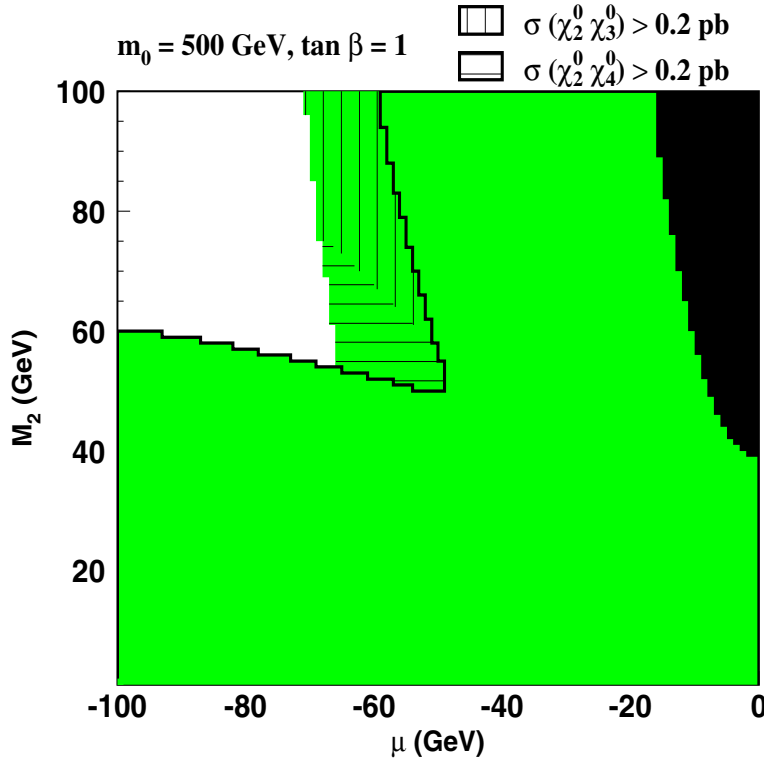


Fig. 17: Détail d'un contour d'exclusion dans le plan $M_2 - \mu$, avec $\mu < 0$, $\tan \beta = 1$ et $m_0 = 500 \text{ GeV}$.

Les rayures verticales couvrent la région exclue par cette analyse où le processus $\tilde{\chi}_3^0 \tilde{\chi}_2^0$ est dominant et dépasse 0,2 pb.

Les rayures horizontales s'appliquent au processus $\tilde{\chi}_4^0 \tilde{\chi}_2^0$ qui est devenu cinématiquement accessible à partir de $\sqrt{s} = 189$ GeV.

Ces processus sont également présents à petit m_0 ($m_0 = 50$ GeV, figure 15), mais ils sont dans ce cas là dominés par la production de jauginos $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ et donc non représentés.

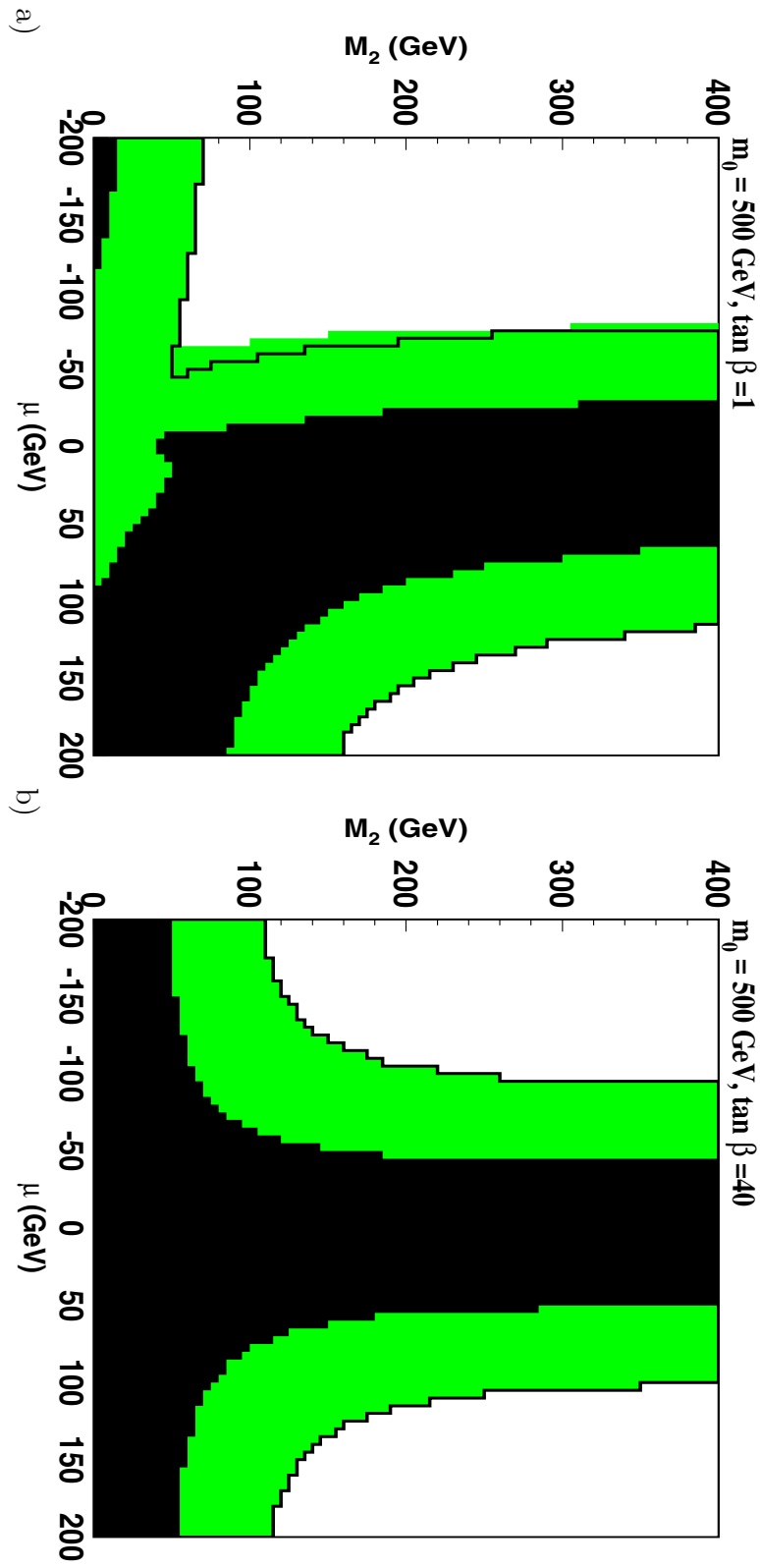


Fig. 18: Contours d'exclusion dans le plan M_2 - μ , avec $m_0 = 500$ GeV et a) $\tan \beta = 1$, b) $\tan \beta = 40$.

IV.3 Limites sur les masses

Après ces quelques exemples illustratifs de contours d'exclusion dans l'espace des paramètres mSUGRA, nous récapitulons dans cette sous-section les limites sur les masses obtenues sur l'intégralité de l'espace considéré.

Nous allons détailler l'évolution de ces limites suivant deux directions de l'espace des paramètres, l'axe m_0 et l'axe $\tan \beta$.

IV.3.1 Evolution en fonction de m_0

Les évolutions des limites sur les masses des particules recherchées sont représentées en fonction de m_0 dans les figures 19 à 22.

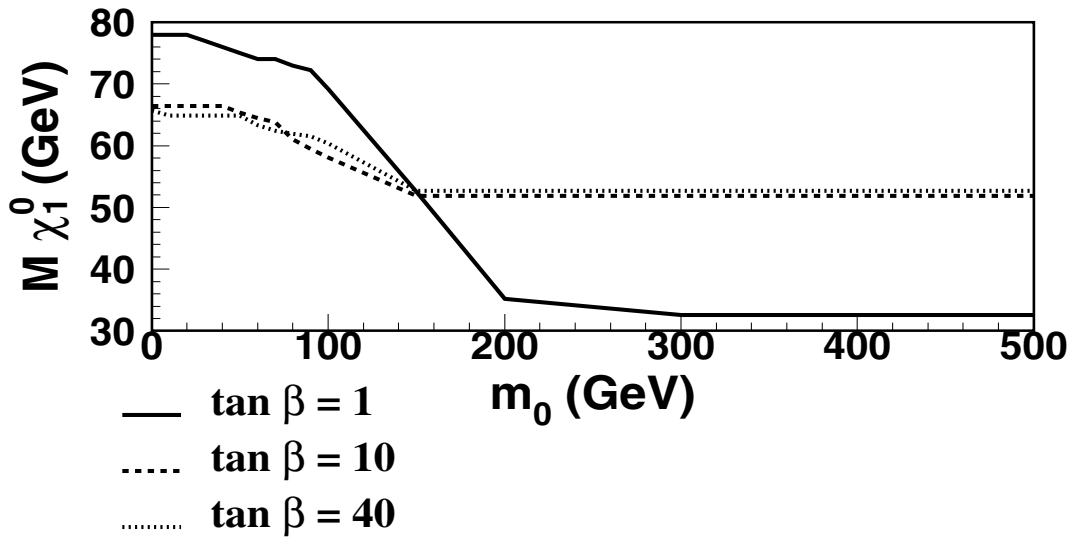


Fig. 19: Evolution des limites sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ en fonction de m_0 , pour trois valeurs différentes de $\tan \beta$. Chaque point est obtenu en balayant l'ensemble du plan $M_2 - \mu$ défini en début de chapitre.

La figure 19 reflète bien la chute de la production de $\tilde{\chi}_1^0$ à grand m_0 (cassure à $m_0 = 200$ GeV pour $\tan \beta = 1$, et à $m_0 = 150$ GeV pour les plus grandes valeurs de $\tan \beta$).

Pour $m_0 > 200$ GeV, les résultats des recherches de $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ ne permettent plus d'exclure au delà de la limite cinématique et la limite est donnée par l'exclusion du signal $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$.

On peut voir dans la figure 3 que la région délimitée par la limite cinématique du chargino ne contient que l'isomasse $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 20$ GeV à $\tan \beta = 1$, alors qu'elle contient les deux isomasses $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 20$ et $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 50$ GeV à $\tan \beta = 40$.

En conséquence, la limite inférieure sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ dans l'ensemble de l'espace des paramètres sondé sera à $m_0 = 500$ GeV et $\tan \beta = 1$, pour $\mu = -70$ et $M_2 = 55$ GeV. A petit m_0 , la production de jauginos est stimulée par la présence d'électron scalaire résonant. La masse de ce dernier dépend de $\tan \beta$, et la section efficace de production sera maximale à petit $\tan \beta$ où l'électron scalaire est le plus léger.

L'évolution des limites sur la masse du $\tilde{\chi}_2^0$ en fonction de m_0 est donnée dans la figure 20.

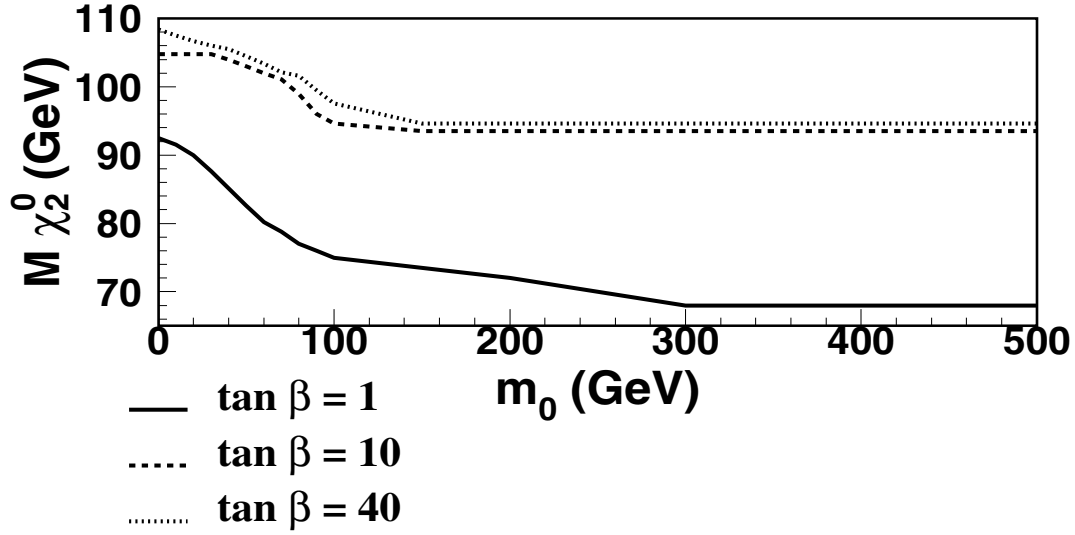


Fig. 20: Evolution des limites sur la masse du $\tilde{\chi}_2^0$ en fonction de m_0 , pour trois valeurs différentes de $\tan \beta$. Chaque point est obtenu en balayant l'ensemble du plan $M_2 - \mu$.

La limite sur la masse du $\tilde{\chi}_2^0$ est indirecte et liée à la limite sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$. Les évolutions sont donc similaires et la limite inférieure absolue est obtenue pour la même valeur de m_0 , $m_0 = 500$ GeV, $\tan \beta = 1$, $\mu = -70$ GeV et $M_2 = 55$ GeV.

L'évolution des limites sur la masse du $\tilde{\chi}_1^+$ en fonction de m_0 est donnée dans la figure 21.

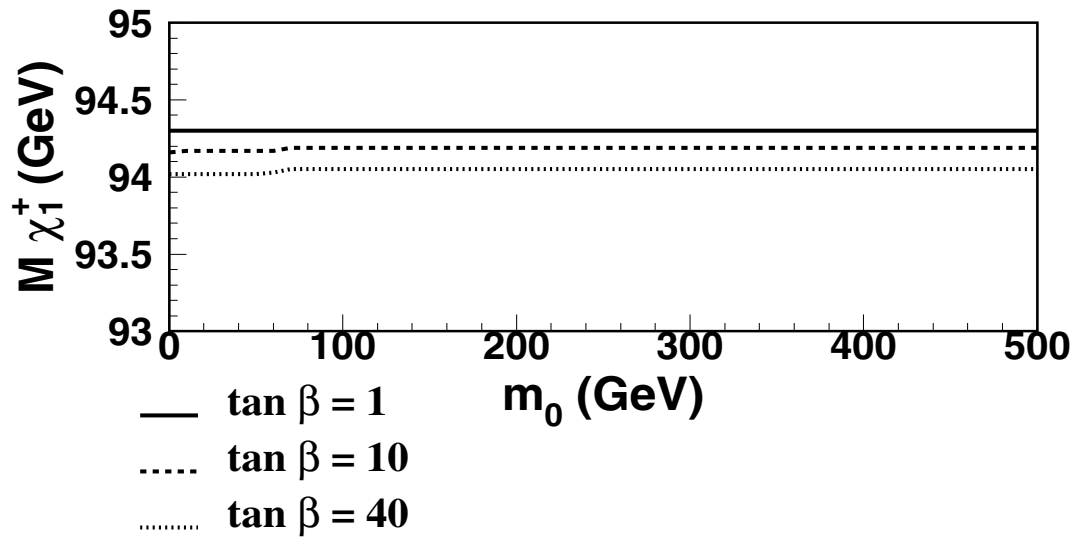


Fig. 21: Evolution des limites sur la masse du $\tilde{\chi}_1^+$ en fonction de m_0 , pour trois valeurs différentes de $\tan \beta$. Chaque point est obtenu en balayant l'ensemble du plan $M_2 - \mu$.

Le pavage en M_2 et μ choisi initialement donne une résolution de $\delta M_{\tilde{\chi}_1^+} = 0.8$ GeV typiquement. Pour réaliser cette figure, nous avons détaillé la région de la limite avec une résolution $\delta M_2 = 0,25$ GeV et $\delta \mu = 0,1$ GeV, afin d'obtenir une erreur $\delta M_{\tilde{\chi}_1^+} = 0,1$ GeV.

L'exclusion des charginos va toujours près du seuil de production, avec un léger décrochage à petit m_0 ($m_0 < 90$ GeV) et grand $\tan\beta$ (voir aussi figure 16) dû à la conjonction du minimum de la section efficace de production des charginos et de l'absence des processus de production de neutralinos au delà de la limite cinématique.

La limite absolue est donc obtenue pour $\tan\beta = 40$ GeV et $m_0 < 90$ GeV, dans la région higgsino $|\mu| = 116$ GeV et $M_2 = 175$ GeV, mais la résolution des balayages employés ne permet pas de donner une valeur plus précise en m_0 .

La figure 22 illustre le comportement des limites sur les leptons scalaires en fonction de m_0 :

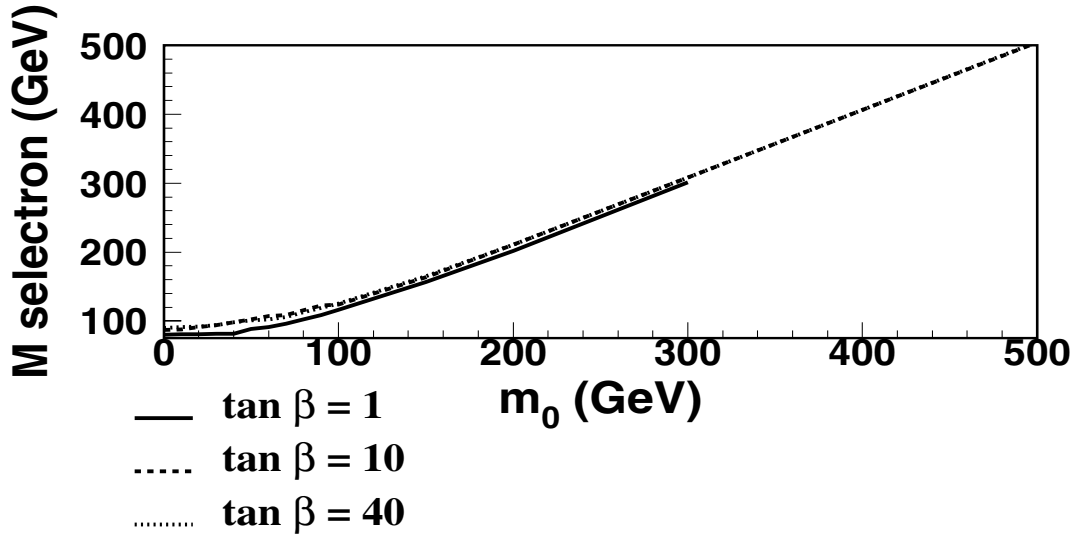


Fig. 22: Evolution des limites sur la masse des sleptons en fonction de m_0 , pour trois valeurs différentes de $\tan\beta$. Chaque point est obtenu en balayant l'ensemble du plan $M_2 - \mu$.

Alors que m_0 grandit, les leptons scalaires deviennent plus massifs et sont rapidement inaccessibles cinématiquement ($m_0 > 90$ GeV pour une production de paires de ces particules). La limite est alors donnée par les autres processus et tend asymptotiquement vers m_0 .

IV.3.2 Evolution en fonction de $\tan\beta$

La figure 23 illustre le comportement des limites sur $M_{\tilde{\chi}_1^0}$ en fonction de $\tan\beta$:

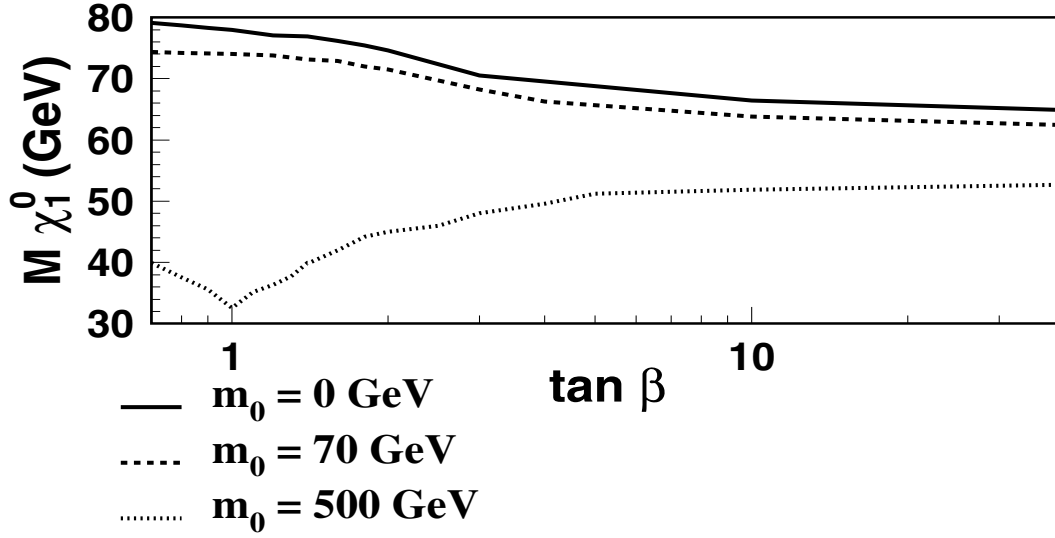


Fig. 23: Evolution des limites sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ en fonction de $\tan \beta$, pour trois valeurs différentes de m_0 . Chaque point est obtenu en balayant l'ensemble du plan $M_2 - \mu$.

On distingue sans ambiguïté le minimum absolu à $m_0 = 500$ GeV et $\tan \beta = 1$.

A petit m_0 , la production de paires de jauginos permet de remonter fortement les limites qui diminuent alors à grand $\tan \beta$.

Si on peut extrapoler un comportement asymptotique pour les valeurs supérieures de $\tan \beta$, en revanche, on ne peut pas extrapoler les résultats aux valeurs supérieures de m_0 à cause de la condition de désintégration des particules supersymétriques au vertex primaire et du fait que la masse des quarks scalaires soit proportionnelle à m_0 .

On peut voir l'évolution des limites pour la masse du $\tilde{\chi}_2^0$ dans la figure 24 :

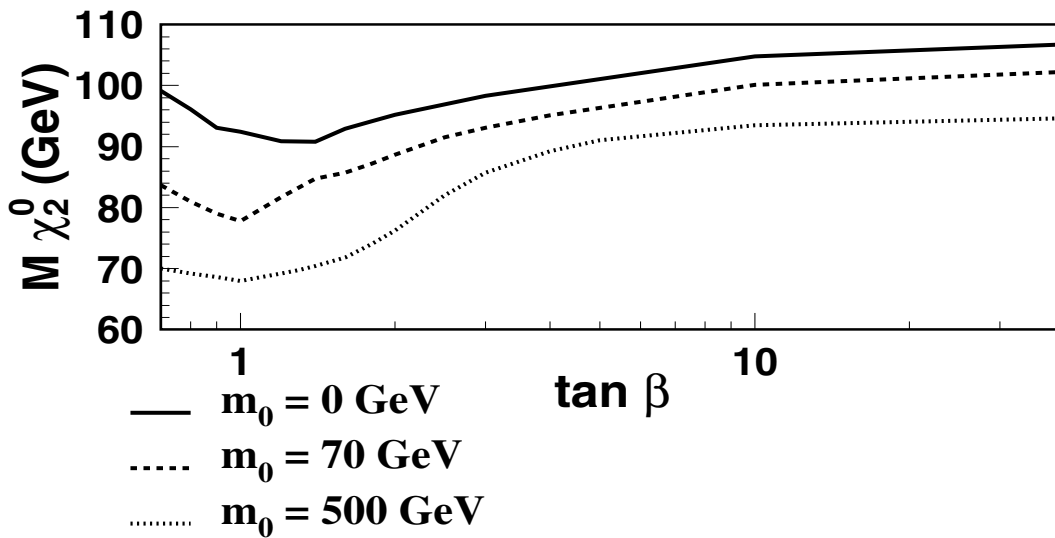


Fig. 24: Evolution des limites sur la masse du $\tilde{\chi}_2^0$ en fonction de $\tan \beta$, pour trois valeurs différentes de m_0 . Chaque point est obtenu en balayant l'ensemble du plan $M_2 - \mu$.

L'évolution des limites est semblable à celle des $\tilde{\chi}_1^0$ pour $m_0 = 500$ GeV, ce qui confirme le caractère indirect de ces limites. En effet, à $m_0 = 500$ GeV, les limites sur la masse des neutralinos sont données par l'exclusion des charginos et non par l'exclusion des signaux $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$.

Pour $m_0 = 0$ GeV et $\tan\beta < 2$, l'exclusion est due aux leptons scalaires et aux charginos, et le minimum est déplacé à $\tan\beta = 1.6$. Pour des valeurs supérieures de m_0 , le minimum est à $\tan\beta = 1$, et le minimum absolu est obtenu au même endroit que pour le $\tilde{\chi}_1^0$, à $\tan\beta = 1$ et $m_0 = 500$ GeV.

L'évolution des limites sur la masse du chargino en fonction de $\tan\beta$ est représenté en figure 25.

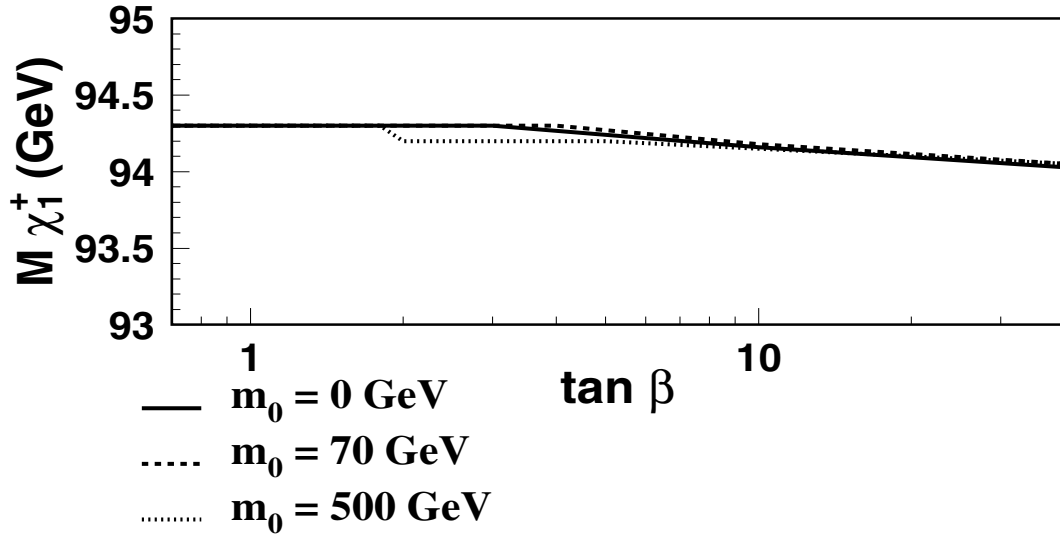


Fig. 25: Evolution des limites sur la masse du $\tilde{\chi}_1^+$ en fonction de $\tan\beta$, pour trois valeurs différentes de m_0 . Chaque point est obtenu en balayant l'ensemble du plan $M_2 - \mu$.

La séparation en m_0 ne peut être obtenue compte tenu de la résolution du balayage en M_2 et en μ . En revanche, on observe bien une légère baisse de la limite à grand $\tan\beta$, baisse qui est cependant mieux visible dans la figure 21.

La figure 26 illustre le comportement des limites sur les masses des leptons scalaires en fonction de $\tan\beta$.

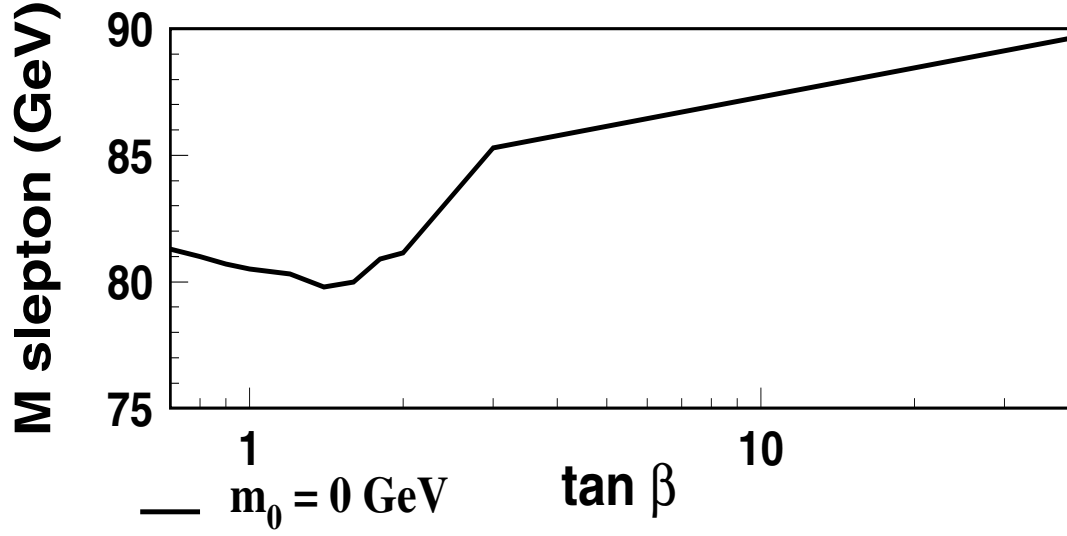


Fig. 26: Evolution des limites sur la masse des leptons scalaires chargés en fonction de $\tan \beta$, pour $m_0 = 0$ GeV. Chaque point est obtenu en balayant l'ensemble du plan $M_2 - \mu$.

La figure 22 a montré la brutale montée de la limite en fonction de m_0 , il nous est donc impossible de représenter ici les trois courbes habituelles en conservant une résolution intéressante pour l'effet que nous souhaitons mettre en évidence.

Le minimum est obtenu à $m_0 = 0$ GeV, et on peut distinguer ici deux régions :

- $\tan \beta < 2$ où les leptons scalaires peuvent être localement LSP et la limite est donnée par les recherches de leptons scalaires.
- $\tan \beta \geq 2$ où le $\tilde{\chi}_1^0$ est LSP et donne la limite sur les masses des leptons scalaires.

Le minimum est obtenu dans la première région, à $\tan \beta = 1,4$, $M_2 = 160$ GeV et $\mu = -85$ GeV, et résulte d'un compromis entre les exclusions des leptons scalaires et celle de $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$.

Dans le cadre du modèle mSUGRA, les trois leptons scalaires sont dégénérés en masse et la limite obtenue tire profit de cette dégénérescence. D'où une limite inférieure absolue à 80 GeV, pour $m_0 = 0$, en dépit de sections efficaces exclues relativement grandes (voir chapitre 7).

IV.3.3 Résultats

Les limites obtenues sur les masses à partir des résultats obtenus de $\sqrt{s} = 183$ GeV à $\sqrt{s} = 202$ GeV sont les suivantes :

$\sqrt{s} =$	183 GeV	189 GeV	192 GeV	196 GeV	200 GeV	202 GeV
$M_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV)	28,8	32,6	33,3	35,4	37,0	37,5
à $m_0 =$ (GeV)	500					
et $\tan \beta =$	1					
$M_{\tilde{\chi}_2^0}$ (GeV)	44,3	68,0	68,0	72,6	74,5	72,4
à $m_0 =$ (GeV)	500					
et $\tan \beta =$	1					
$M_{\tilde{\chi}_1^+}$ (GeV)	90,9	94,0	94,7	96,8	98,8	99,8
à $m_0 =$ (GeV)	70					
et $\tan \beta =$	40					
$M_{\tilde{\ell}_R}$ (GeV)	(29,8)	79,8	79,8	81,3	81,3	81,3
à $m_0 =$ (GeV)	0					
et $\tan \beta =$	1,4					

Tab. 8.2: Evolution des limites sur les masses et de leur position dans l'espace des paramètres avec l'énergie au centre de masse.

Les résultats obtenus à $\sqrt{s} = 192$ – 202 GeV sont très préliminaires. Pour ces derniers cas, les sélections optimisées à $\sqrt{s} = 189$ GeV ont été simplement appliquées sans être réoptimisées pour chaque énergie. Ces sélections ne sont clairement plus optimales pour les échantillons à faible statistique ($\sqrt{s} = 192$ et $\sqrt{s} = 202$ GeV), ce qui se traduit par un tassement dans la progression des limites.

La limite obtenue sur la masse de $\tilde{\chi}_2^0$ à $\sqrt{s} = 202$ GeV est due à la couverture limitée des processus $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_4^0$. De nouveaux points de masse sont cinématiquement accessibles et vont devoir être étudiés.

La limite mise à $\sqrt{s} = 183$ GeV sur les sleptons est une limite indirecte.

9. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DU PROCESSUS DOUBLEMENT RÉSONANT $ZZ \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$

I Analyse

En 1999, alors que le LEP atteignait une énergie totale de 189 GeV, nous avons construit une analyse sur le même principe que la précédente, mais visant à extraire les paires de Z dans les états finaux à 4 jets [102, 103].

Les diagrammes de la figure 1 illustrent la production de deux bosons Z et leur désintégration purement hadronique.

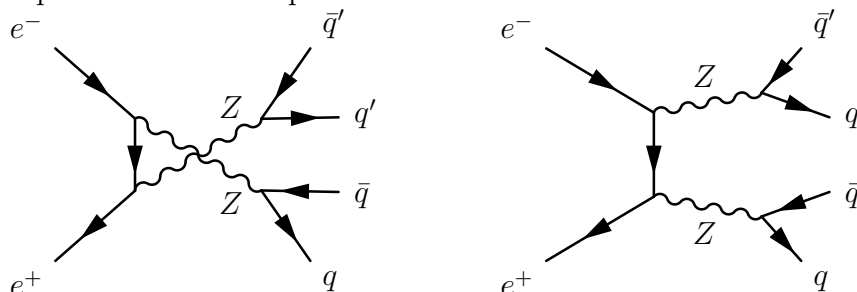


Fig. 1: Diagrammes de production doublement résonante de Z.

Le diagramme d’annihilation est interdit dans le Modèle Standard par le fait que le Z ne peut se coupler au photon et par invariance de jauge.

Ces bosons se désintègrent chacun en une paire de fermions, contribuant au fond à quatre fermions déjà abondamment fourni par les désintégrations de paires de W, notamment dans les états finaux à quatre jets.

I.1 Objectifs

La raison principale de cette action est de vérifier le bon fonctionnement de l’algorithme d’optimisation utilisé précédemment et de montrer que l’on est capable de voir un signal ayant à la fois une section efficace de production très faible (inférieure au picobarn) et “noyé” dans un fond standard irréductible (constitué des processus de production de paires de W, dont la section efficace de production est 26 fois plus grande à $\sqrt{s} = 189$ GeV et qui donnent également 4 jets hadroniques.)

I.2 Définition du signal

Le signal employé est issu d’un générateur d’états finaux à quatre fermions appelé EXCALIBUR [104]. Contrairement au générateur PYTHIA, il tient en compte tous les

diagrammes de production de l'état final considéré, que les bosons soient résonants ou non. En revanche, on ne peut produire qu'un seul état final à la fois.

La définition du signal retenue par la collaboration L3 [103] est la suivante :

$$\text{Signal } q\bar{q}q'\bar{q}', q' \neq q : \quad 70 < M_{q\bar{q}} < 105 \text{ GeV et } 70 < M_{q'\bar{q}'} < 105 \text{ GeV} \quad (9.1)$$

$$\text{Signal } q\bar{q}q\bar{q} \quad 70 < M_{q\bar{q}} < 105 \text{ GeV pour les 2 combinaisons } q\bar{q}q\bar{q} \quad (9.2)$$

$$\text{Signal } u\bar{u}d\bar{d} \text{ ou } c\bar{c}s\bar{s} : \quad (9.1) + 85 < M_{u\bar{u}} < 105 \text{ GeV et } 85 < M_{d\bar{d}} < 105 \text{ GeV} \quad (9.3)$$

I.3 Sélection de ce signal

La même présélection hadronique décrite plus haut a été employée pour ce type de signal. Le fond QCD est réduit en demandant un événement raisonnablement sphérique ($T < 0.95$) avec quatre jets bien résolus ($\log y_{34}^D > -6$), comme on peut le voir dans la figure 2.

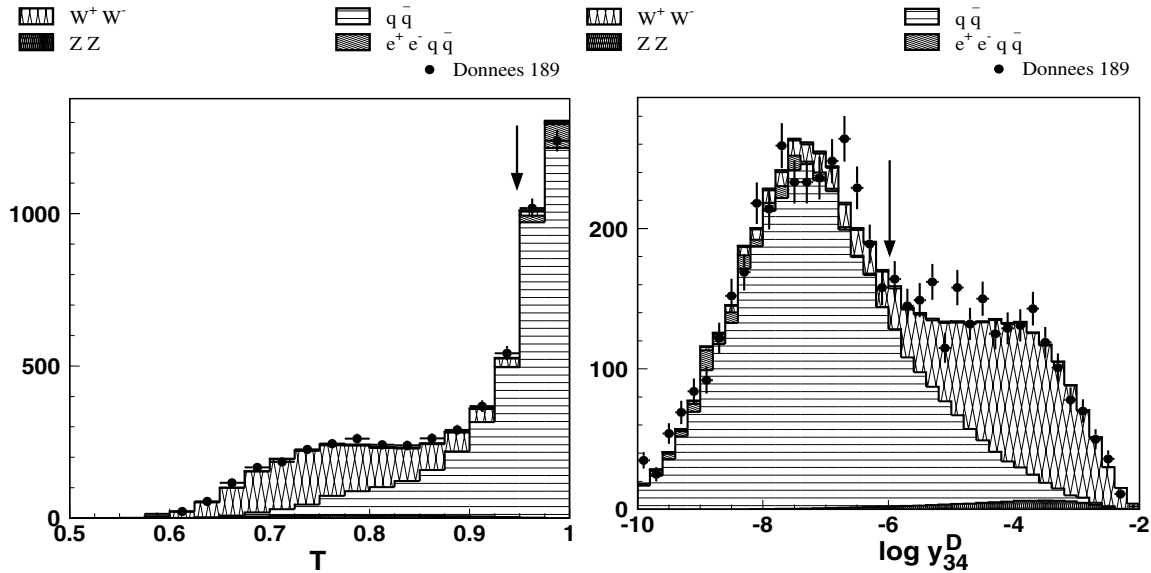


Fig. 2: Coupures sur T (à gauche) et $\log y_{34}^D$ (à droite) au niveau présélection.

Cette présélection renforcée nous laisse 2041 candidats pour 2049 attendus, dont 1190 $W^+ W^-$, 749 $q \bar{q}$ et 79,5 ZZ (47,3 $ZZ \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$).

La différence principale entre les paires de Z et celles de W repose sur l'accélération des bosons produits dans chaque cas. Dans un collisionneur e^+e^- , toute l'énergie au centre de masse est employée, et les bosons W , plus légers, seront produits avec une accélération plus grande que les bosons Z , produits quasiment au repos à $\sqrt{s} = 183$ et 189 GeV.

L'accélération de particules primaires à des vitesses relativistiques se traduit par une contraction des angles d'émission des particules issues de systèmes accélérés par rapport à des systèmes au repos, nous nous attendons donc à ce que le di-jet issu d'un boson W

(accéléré) soit plus fermé que le di-jet issu d'un boson Z.

Nous avons donc employé cette idée pour redéfinir la manière d'apparier les jets pour reconstruire les bosons initiaux. A partir de quatre jets, classés ici par ordre énergétique décroissant, on peut en effet avoir trois combinaisons possibles : (1-2,3-4), (1-3,2-4) et (1-4,2-3). D'un point de vue cinématique cependant, en prenant le jet le plus énergétique comme référence, on peut définir ces combinaisons par ouvertures angulaires des di-jets, comme on peut le voir en figure 3.

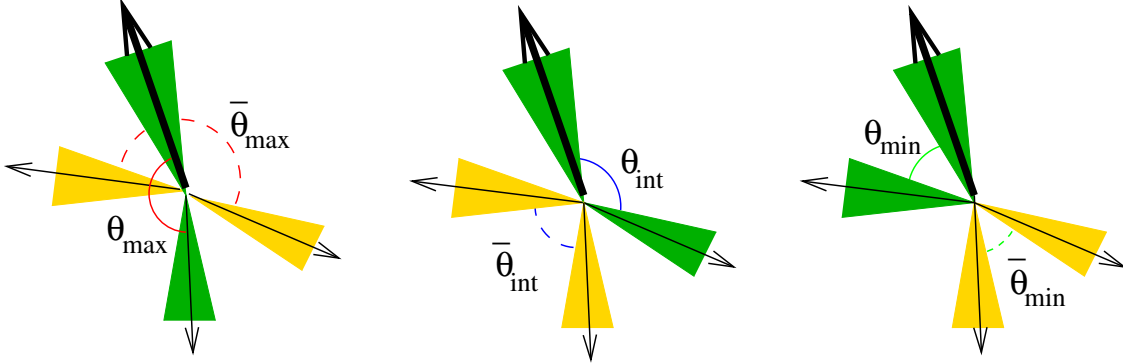


Fig. 3: Les trois différentes combinaisons de di-jets définies par l'ouverture angulaire de ceux-ci. De gauche à droite, la combinaison d' "ouverture maximale", celle d' "ouverture intermédiaire" et celle d' "ouverture minimale"

Le jet représenté avec une flèche épaisse est le plus énergétique des quatre.

On définit les angles d'ouverture des di-jets d'après la figure 3, l'angle θ_i étant défini à partir du jet le plus énergétique et $\bar{\theta}_i$ étant par définition l'angle entre les jets non utilisés pour définir θ_i .

La première configuration, d'ouverture maximale pour les di-jets formés, correspondra à une accélération minimale pour les bosons correspondants et sera donc la plus probable pour une production de bosons Z au repos.

La deuxième configuration, d'ouverture intermédiaire, correspond à une faible accélération et est plus probable pour une production de paire de W.

La dernière est la moins probable dans les deux cas, et correspond généralement à une mauvaise reconstruction des bosons initiaux, comme illustré dans la table 9.1 :

Configuration	Fraction de "bons" $W^+ W^-$	Fraction de "bons" ZZ
Ouv. Maximale	39 %	74 %
Ouv. Intermédiaire	54 %	20 %
Ouv. Minimale	7 %	6 %

Tab. 9.1: Repartition des $W^+ W^-$ et ZZ bien reconstruits par configuration de di-jets (pour $\sqrt{s} = 189$ GeV)

La qualité de la reconstruction est vérifiée au niveau générateur en associant à chaque jet reconstruit dans le détecteur le quark initial le plus proche angulairement.

La reconstruction est bonne si les jets mis ensemble proviennent de quarks issus du même boson ¹. On voit clairement dans ce tableau que la configuration d'ouverture maximale fournit la plupart du temps le bon pairage de jets pour le signal ZZ , alors que les $W^+ W^-$ seront plus souvent associés à une configuration d'ouverture intermédiaire.

En examinant la corrélation entre les angles d'ouverture des deux di-jets, on s'aperçoit en figure 4 que l'on peut réduire significativement le fond $W^+ W^-$:

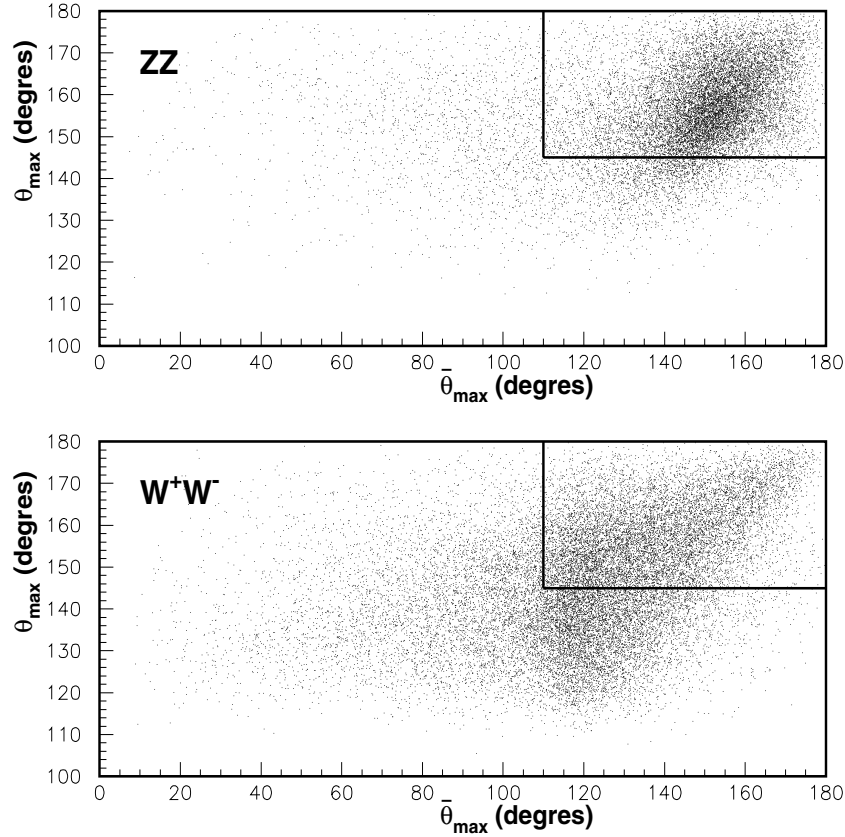


Fig. 4: Corrélations entre θ_{max} et $\bar{\theta}_{max}$ pour le signal ZZ et le fond WW .

On conservera la configuration d'ouverture maximale comme base de travail, et l'on reconstruira les masses invariantes des di-jets ainsi formés.

On utilisera par la suite la moyenne ΣM_{max} et la demi-différence ΔM_{max} de ces masses. Sachant que la configuration de masse intermédiaire est bien adaptée pour reconstruire des $W^+ W^-$, on s'attend à ce que la distribution de la quantité $|\Delta M_{int}| - |\Delta M_{min}|$ soit différente pour les ZZ et pour les $W^+ W^-$, comme on peut le voir dans la figure 5.

¹ Cette étude a été effectuée avec le Monte-Carlo PYTHIA qui contient l'information des bosons Z initiaux.

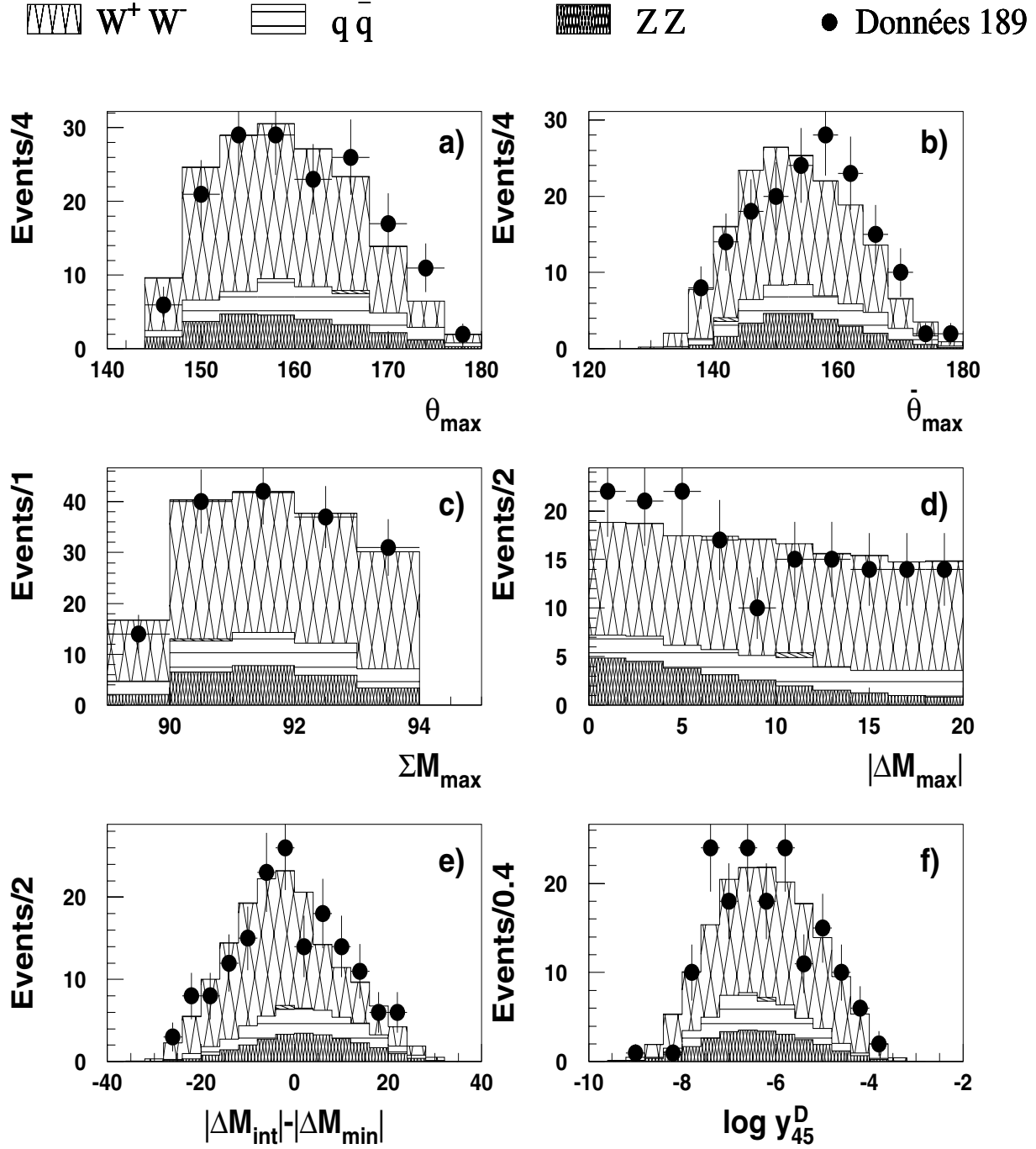


Fig. 5: Distribution des angles d'ouverture θ_{max} (a), $\bar{\theta}_{max}$ (b), de la moyenne ΣM_{max} (c) et de la demi-différence ΔM_{max} (d) des masses des di-jets formés par la configuration d'ouverture maximale après application des coupures de sélection. Les quantités $|\Delta M_{int}| - |\Delta M_{min}|$ (e) et $\log y_{45}^D$ (f), employées dans l'optimisation, sont également représentées.

Les coupures principales appliquées sont les suivantes (à 189 GeV) :

- $\theta_{max} > 145^\circ$, $\bar{\theta}_{max} > 110^\circ$

- $89.5 < \Sigma M_{max} < 94 \text{ GeV}$, $|\Delta M_{max}| < 20 \text{ GeV}$

Des coupures secondaires ont été établies :

- On considère l'impulsion transverse relative des deux jets les moins énergétiques par rapport à leur plus proche voisin. La somme de ces impulsions $\Sigma |\vec{p}_t|$ doit dépasser 40 GeV pour rejeter le fond QCD à quatre jets avec émission de deux gluons mous.
- Une coupure complémentaire sur $XOV2$ (voir chapitre 5) est effectuée pour réduire davantage le fond QCD :
 $XOV2 > 0.2$
- Les événements semileptoniques $q\bar{q}\ell\bar{\ell}$ résiduels sont rejetés en demandant d'avoir plus de deux dépôts calorimétriques dans un cône de 30 degrés d'ouverture autour du lepton ou photon le plus énergétique identifié dans l'événement.
On ne coupe pas sur l'énergie des leptons identifiés de manière à conserver les événements avec production de quarks lourds ($b\bar{b}, c\bar{c}$). Ces derniers peuvent en effet produire des leptons de grande énergie en désintégration faible.

A ce niveau de sélection, nous retenons 164 événements pour 166.8 attendus (signal + fond) avec une efficacité de signal de 42 % avant optimisation.

I.4 Test de l'algorithme d'optimisation

Les variables employées pour l'optimisation sont essentiellement liées à la cinématique et la reconstruction des di-jets en bosons :

- $\theta_{max}, \bar{\theta}_{max}$,

- ΣM et ΔM ,

On considère également les quantités :

- $|\Delta M_{int}| - |\Delta M_{min}|$

- $\log y_{45}^D$

Toutes ces quantités sont représentées dans la figure 5 avant optimisation.

On voit dans les figures suivantes (figures 6a–d) le résultat de la procédure d'optimisation :

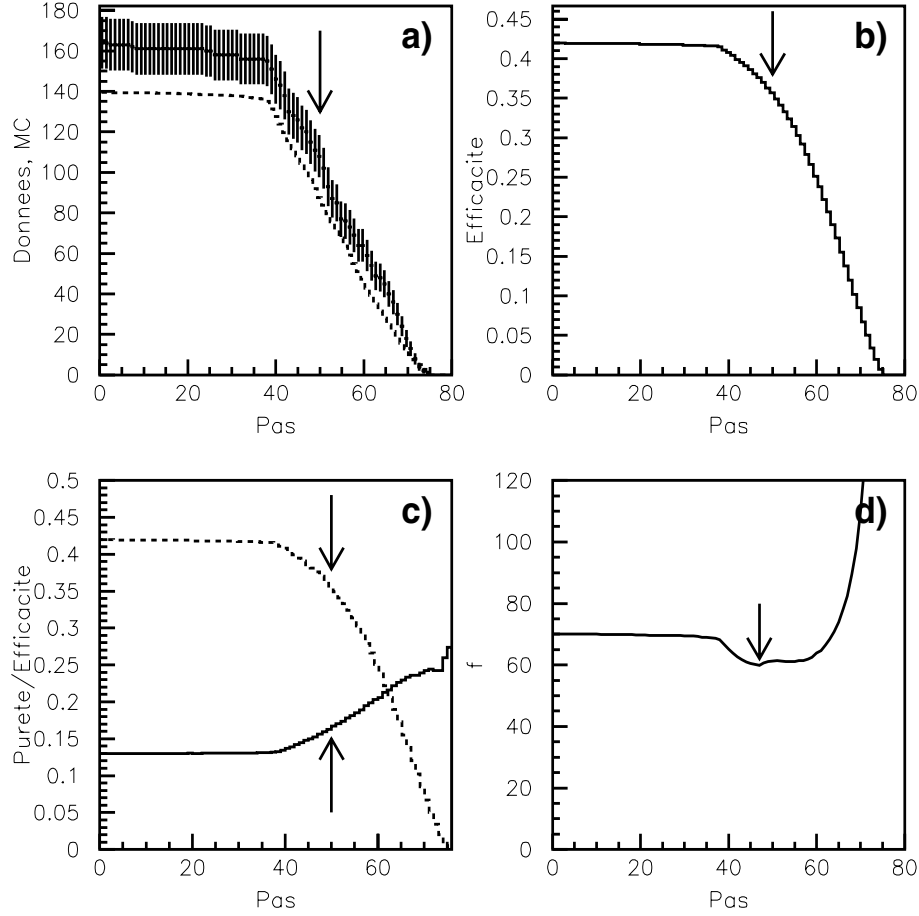


Fig. 6: Résultats de la procédure d'optimisation : a) Niveau de fond (ligne discontinue) et les données superposées (points avec barres d'erreur), b) Efficacité, c) Pureté (ligne continue) et efficacité (tirets) et d) valeur de l'estimateur. Toutes ces quantités sont exprimées en fonction du pas de progression de la procédure d'optimisation.

Le pas varie de 0 (début) jusqu'à 50 (fin de la procédure) avec une marge de 30 pas d'excédent pour marquer le minimum (voir aussi le chapitre 6 pour plus de détails). On remarque que, du début jusqu'au point optimal, les données confirment la présence d'un signal à plus d'un écart standard.

En regardant l'évolution des courbes d'efficacité et de pureté, on peut confirmer que la procédure a bien convergé au bon endroit, même si le minimum est très peu marqué, indiquant que le pouvoir discriminant des coupures choisies est relativement faible.

Nous avons donc réussi à isoler un signal à faible section efficace et haut niveau de fond irréductible, ce qui constituait les objectifs initiaux.

Cette analyse basée sur la topologie est considérée par la collaboration comme une analyse indépendante et permet de valider les résultats obtenus par l'analyse officielle [103], qui comprend l'étiquetage des quarks b .

II Résultats

II.1 Mesure de la section efficace

Après l'isolation du signal, l'étape suivante consiste à mesurer son taux de production.

Pour ce faire, nous avons utilisé la méthode du "maximum de vraisemblance", minimisant le logarithme de celle-ci pour une distribution donnée. Cet ajustement est effectué sur la distribution la plus discriminante, qui est la masse du boson issue de l'ajustement cinématique à 5 contraintes (conservation de la quadri-impulsion et masses des di-jets égales) appliqué aux 4 jets. Cette variable est représentée en figure 7.

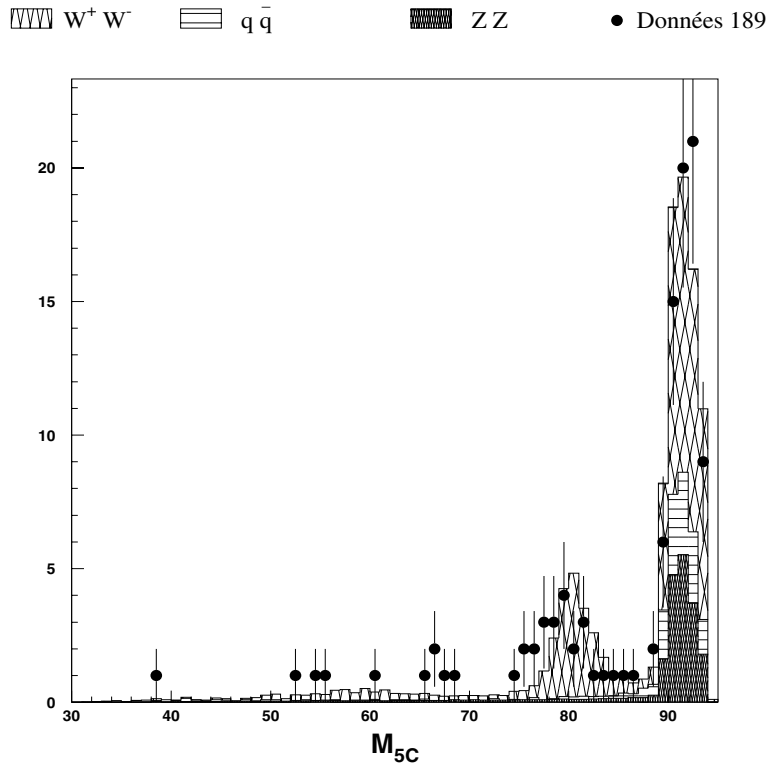


Fig. 7: Masse des di-jets reconstruite avec un ajustement cinématique à 5 contraintes.

La sélection finale donne 108 candidats pour 110 attendus, dont 73,5 $W^+ W^-$, et 14,9 $q \bar{q}$. Les événements ZZ attendus se répartissent en 2,2 événements de fond (quatre jets simplement et non résonants) et 19,3 événements de signal.

La comparaison des deux distributions de la figure 7 permet de remarquer que le signal est bien visible dans la bonne région de masse et qu'il correspond quantitativement aux prédictions du Modèle Standard.

La valeur centrale de la section efficace mesurée est le minimum du logarithme de l'inverse de la fonction de vraisemblance, définie pour chaque intervalle par une loi de Poisson :

$$-\log \mathcal{L} = -\log \prod_{i=1}^n \frac{e^{-(xs_i+b_i)}(xs_i+b_i)^{D_i}}{D_i!} \quad (9.4)$$

où l'indice i court sur le nombre d'intervalles divisant la distribution à ajuster, et s_i, b_i, D_i sont respectivement le contenu en signal, fond et données du i -ème intervalle.

L'erreur statistique à une déviation standard (ou 68% de niveau de confiance) est donnée par la demi-largeur à mi-hauteur de la courbe représentative reproduite dans la figure 8 :

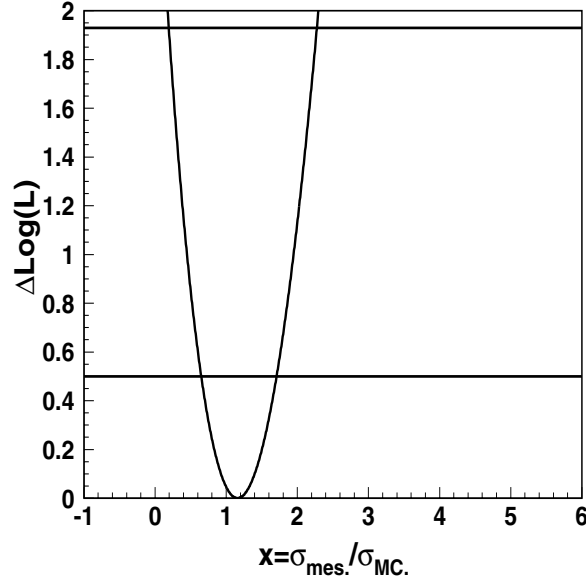


Fig. 8: Distribution de l'inverse du logarithme de la fonction de vraisemblance, $\Delta(\ln(L))$, en fonction de x

x est le rapport entre la section efficace mesurée et celle fournie par EXCALIBUR. La valeur de x obtenue est :

$$x = 1,10^{+0,55}_{-0,51}$$

ce qui correspond à une valeur de section efficace mesurée de :

$$\sigma = 0,35^{+0,16}_{-0,15} \text{ pb.}$$

Les erreurs représentées sont purement statistiques et représentent une déviation standard.

Les mesures effectuées aux différentes énergies sont reportées dans la table 9.2.

E_{CM} (GeV)	$\sigma_{ZZ \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'}$ mesurée (pb)	Prédictions du MS
188,7	$0,35 + 0,16 - 0,15$	0,312
191,6	$0,68 + 0,54 - 0,46$	0,387
195,6	$0,83 + 0,36 - 0,33$	0,447
199,6	$0,35 + 0,25 - 0,22$	0,484
201,7	$0,48 + 0,51 - 0,46$	0,497

Tab. 9.2: Liste des sections efficaces mesurées aux divers points d'énergie délivrés par le LEP.

L'évolution de ces mesures et des prédictions du Modèle Standard avec l'énergie au centre de masse sont représentées dans la figure 9 :

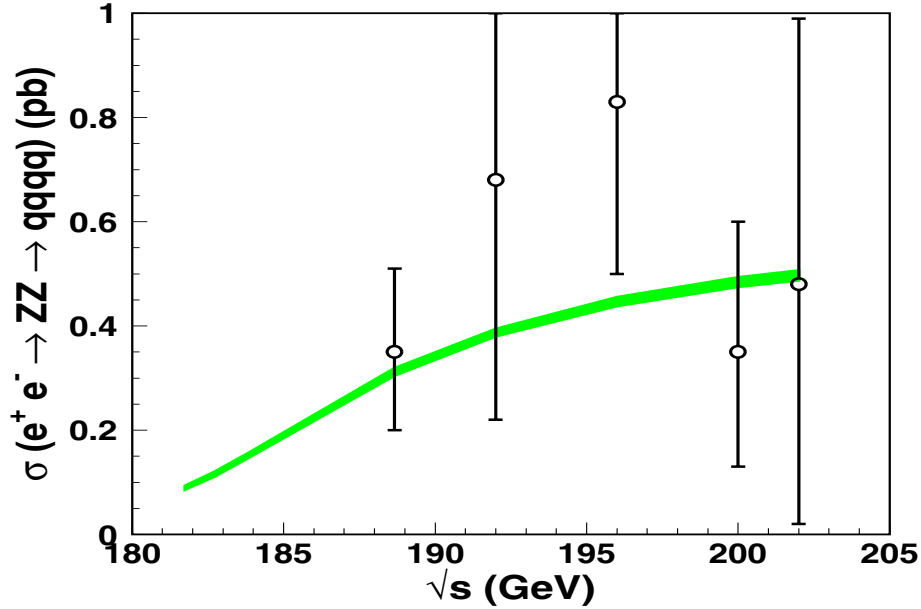


Fig. 9: Mesures de la section efficace partielle hadronique en fonction de l'énergie au centre de masse.

La zone grisée représente les prédictions du Modèle Standard, avec les erreurs théoriques associées. Les barres d'erreurs associées aux points de mesure représentent uniquement l'erreur statistique.

Nous constatons un bon accord des mesures avec les prédictions.

En dépit des grandes incertitudes statistiques, nous observons dans tous les cas un signal avec une section efficace incompatible avec zéro à plus d'une déviation standard.

II.2 Estimation des erreurs

Les erreurs systématiques sur la mesure de la section efficace proviennent de plusieurs sources :

1. La connaissance des processus standards de fond (erreur théorique sur la section efficace, statistique).
2. La connaissance de l'échelle d'énergie.
3. La stabilité des sélections.

Pour le premier point, une variation sur les sections efficaces de production des processus de fond a été effectuée (table 9.3) :

Fond	Variation sur σ (th)	Erreur relative
$W^+ W^-$	$\pm 5\%$	$\pm 4.5\%$
$q \bar{q}$	$\pm 10\%$	$\pm 3.2\%$
ZZ, Ze^+e^-	$\pm 5\%$	$\pm 0.5\%$

Tab. 9.3: Variations effectuées sur les sections efficaces de production et erreur relative obtenue.

Pour le deuxième point, ce sont toutes les énergies (énergie visible, énergie de chaque jet) qui ont subi une variation, le reste de la cinématique demeurant in affecté. On a alors reconstruit les événements simulés avec ces nouvelles valeurs de l'énergie, refait la mesure de la section efficace et obtenues les valeurs suivantes :

$E = 0.98 \times E_{nominale}$	$E = E_{nominale}$	$E = 1.02 \times E_{nominale}$
x=1.0645	x=1.1045	x=1.1345

Tab. 9.4: Variations sur l'échelle d'énergie et résultats sur la mesure de la section efficace.

Soit une erreur relative $\frac{\Delta E_2}{E_2} = +3\% / -4\%$

Pour le dernier point, une simple variation sur les coupures de $\pm 10\%$ nous donne la dernière erreur :

Source	$\log y_{34}^D$	$\bar{\theta}_{max}$	ΔM_{max}	$\Delta \Delta M$	Total
Erreur relative	$+2\% / -3\%$	$\pm 1\%$	$\pm 2\%$	$\pm 3\%$	$+4\% / -5\%$

Tab. 9.5: Détail des erreurs obtenues par variation sur les coupures les plus sensibles de l'optimisation.

La table 9.6 récapitule les erreurs systématiques et les compare à l'erreur statistique.

$\frac{\Delta E_1}{E_1}$	$\pm 5.5\%$
$\frac{\Delta E_2}{E_2}$	$+3\% / -4\%$
$\frac{\Delta E_3}{E_3}$	$+4\% / -5\%$
Total syst.	$+7.4\% / -8.4\%$
$\frac{\Delta E_{stat}}{E_{stat}}$	$+46\% / -43\%$

Tab. 9.6: Récapitulatif des erreurs systématiques obtenues et comparaison avec l'erreur statistique.

On voit nettement que cette mesure isolée est largement dominée par l'erreur statistique. Cependant, cette erreur statistique chute lorsque l'on combine cette mesure avec toutes celles effectuées dans les autres canaux de désintégration des paires de Z (voir figure 10), et aussi lorsque l'on combine les résultats des quatre expériences LEP (4 fois

plus de statistique \rightarrow erreur divisée par 2). Le détail des erreurs systématiques est donc important dans l'optique de présentations de résultats combinés.

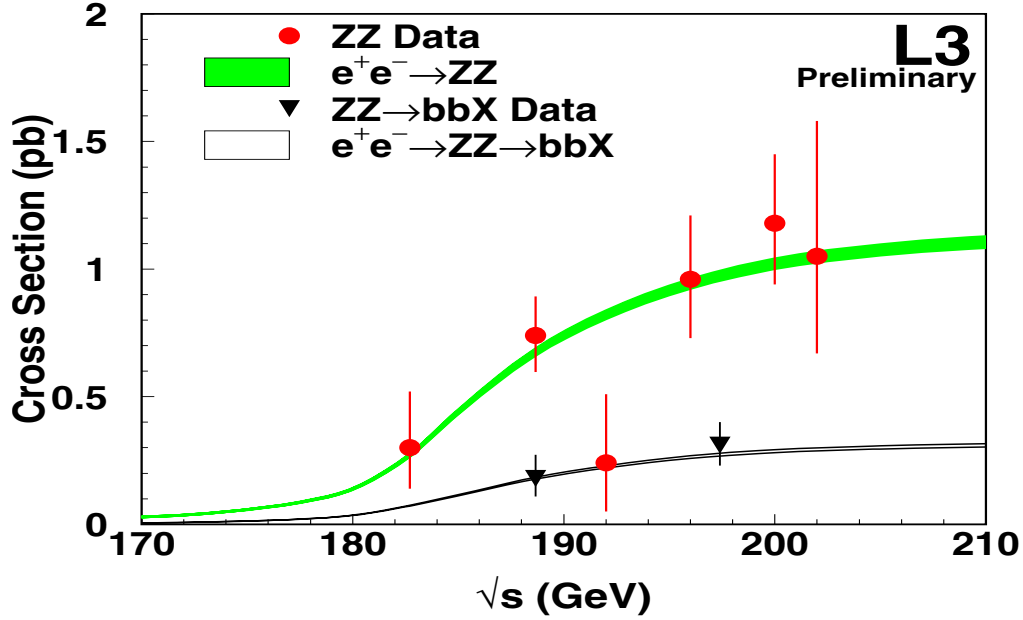


Fig. 10: Mesures de la section efficace ZZ effectuées par l'expérience L3. Ces résultats sont extraits de [105] et sont préliminaires. Ici encore, les erreurs ne sont que statistiques.

Les points représentent les résultats de l'expérience L3 pour la mesure de la section efficace totale de production de paires de Z . Cette mesure combine les résultats de tous les canaux de désintégration de ces bosons.

Les triangles sont les mesures effectuées dans les canaux contenant au moins une paire $b\bar{b}$, canaux sensibles pour les recherches de boson de Higgs. Ce dernier a un couplage fermionique proportionnel à la masse des espèces en présence et a donc un rapport d'embranchement majoritaire en $b\bar{b}$.

10. PRÉSENTATION DES AUTRES RÉSULTATS EXISTANTS ET PERSPECTIVES

I Résultats des recherches des autres expériences LEP sur le MSSM avec violation du nombre baryonique

I.1 L'expérience ALEPH

Un large éventail de particules supersymétriques pouvant être produites dans des collisions e^+e^- et susceptibles de se désintégrer avec violation de B a été considéré [106,107]. Des sélections topologiques séquentielles ont été dérivées pour les divers signaux étudiés. La masse des particules supersymétriques primaires est reconstruite dans le cas des recherches de sleptons chargés et de neutralinos de basse masse. Dans ce cas là, une fenêtre de masse centrée sur la masse de la particule primaire est appliquée pour rejeter le fond.

La limite pour la masse du chargino est établie à grand m_0 ($m_0 = 500$ GeV) et la limite cinématique est atteinte ($M_{\tilde{\chi}_1^+} > 94$ GeV).

Aucune limite sur les masses des neutralinos n'a été donnée.

Le secteur scalaire a en revanche été intensivement étudié et des limites sur les masses en fonction des différents processus de désintégration ont été posées :

- squarks, direct : $M_{\tilde{u}_R, \tilde{c}_R, \tilde{t}_R} > 67$ GeV, $M_{\tilde{d}_R, \tilde{s}_R, \tilde{b}_R} > 49$ GeV
- squarks, indirect : $M_{\tilde{t}_L} > 65$ GeV, $M_{\tilde{b}_L} > 63$ GeV
- sleptons chargés, indirect : $M_{\tilde{e}_R} > 81$ GeV, $M_{\tilde{\mu}_R} > 80$ GeV ($M_{\tilde{\ell}} - M_{\tilde{\chi}_1^0} > 10$ GeV, pas de limite sinon.)
- sneutrinos, indirect : $M_{\tilde{\nu}_e} > 77$ GeV.

Les sections efficaces de production de sélectrons et sneutrinos électroniques ont été évaluées dans une région de l'espace des paramètres où elles sont maximales, grâce à la contribution de la voie t.

I.2 L'expérience DELPHI

Les mêmes particules ont été recherchées, exception faite des sneutrinos [108,109]. L'analyse ici commence par un niveau de préselection séquentielle. Les sélections sont ensuite définies par régions de masse et optimisées individuellement grâce à un réseau de neurones utilisé pour rejeter le fond hadronique.

Les limites suivantes ont été obtenues :

- neutralino, chargino : $M_{\tilde{\chi}_1^0} > 30$ GeV, $M_{\tilde{\chi}_1^+} > 94$ GeV ($m_0 = 500$ GeV, $\tan\beta = 1$)

- squarks, indirect : $M_{\tilde{t}_1} > 70,5 \text{ GeV}$ (pour tout angle de mélange ϕ_{mix}), $M_{\tilde{b}_1} > 66,5 \text{ GeV}$ ($\phi_{mix} = 0$)
- selectrons, smuons indirects (résultats de $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$ seulement) : $M_{\tilde{e}_R} > 70 \text{ GeV}$, $M_{\tilde{\mu}_R} > 68 \text{ GeV}$, $M_{\tilde{e}_L} > 53 \text{ GeV}$, $M_{\tilde{\mu}_L} > 69 \text{ GeV}$ ($M_{\tilde{\ell}} - M_{\tilde{\chi}_1^0} > 5 \text{ GeV}$)

Les sections efficaces de production de sélectrons ont été évaluées dans une région de l'espace des paramètres où elles sont maximales, grâce à la contribution de la voie t.

I.3 L'expérience OPAL

Cette expérience s'est concentrée sur la recherche de neutralinos et de charginos [97]. La désintégration directe de squarks en quatre jets est le seul résultat existant pour le secteur scalaire avec les couplages λ'' [110]. Seuls les résultats obtenus à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$ donnent lieu à des limites, représentée ici :

$$M_{\tilde{\chi}_1^0} > 29 \text{ GeV} (\tan \beta > 1, 2, m_0 = 500 \text{ GeV})$$

$$M_{\tilde{\chi}_1^+} > 76 \text{ GeV} (\tan \beta \geq 1, 0, m_0 = 500 \text{ GeV})$$

Il semble que la limite cinématique du chargino soit atteinte désormais avec les données prises à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$, pour $m_0 \geq 200 \text{ GeV}$. Malheureusement, aucun chiffre précis n'a été donné [111]. La limite sur la masse des stops a cependant été mise à jour avec les données de $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ [111] :

$$M_{\tilde{t}_1} > 79 \text{ GeV} (\text{pour toute valeur de } \phi_{mix}).$$

La table 10.1 rassemble les résultats obtenus par expérience :

Particule	ALEPH	DELPHI	L3	OPAL
$\tilde{\chi}_1^0$	–	30 GeV	32,6 GeV	29 GeV
$\tilde{\chi}_2^0$	–	–	68,0 GeV	–
$\tilde{\chi}_1^+$	94 GeV	94 GeV	94 GeV (2)	76 GeV (94 GeV (1))
\tilde{e}_R	81 GeV (3)	70 GeV (4)	79,8 GeV (5)	–
$\tilde{\mu}_R$	80 GeV (3)	68 GeV (4)	79,8 GeV (5)	–
$\tilde{\tau}_R$	–	–	79,8 GeV (5)	–
\tilde{e}_L	–	53 GeV (4)	–	–
$\tilde{\mu}_L$	–	69 GeV (4)	–	–
$\tilde{\nu}_e$	77 GeV	–	–	–
\tilde{t} , indirect	\tilde{t}_L , 65 GeV	\tilde{t}_1 , 70,5 GeV (6)	–	–
\tilde{t} , direct	\tilde{t}_R , 67 GeV	–	–	\tilde{t}_1 , 79 GeV (6)
\tilde{b} , indirect	\tilde{b}_L , 63 GeV	\tilde{b}_L , 66,5 GeV	–	–
$\tilde{b}_R, \tilde{s}_R, \tilde{d}_R$, direct	49 GeV	–	–	–
\tilde{c}_R, \tilde{u}_R , direct	67 GeV	–	–	–

Tab. 10.1: Récapitulatif des limites obtenues par les quatre expériences LEP dans le cadre du MSSM avec violation du nombre baryonique.

Légende :

1. Valeur estimée d'après les balayages de l'espace des paramètres présentés dans [111]. Le premier chiffre est un résultat obtenu à $\sqrt{s} = 183$ GeV.
2. Limite valable pour toute valeur de m_0 , y compris $m_0 < 200$ GeV.
3. $\Delta M_{\tilde{\ell}-\tilde{\chi}_1^0} < 10$ GeV.
4. $\Delta M_{\tilde{\ell}-\tilde{\chi}_1^0} < 5$ GeV, résultats obtenus à $\sqrt{s} = 183$ GeV.
5. Résultats du balayage complet de l'espace des paramètres mSUGRA, avec 3 sleptons dégénérés.
6. Pour tout angle de mélange de squark.

Sauf mention particulière, ces résultats sont ceux obtenus à $\sqrt{s} = 189$ GeV. Le point commun aux quatre analyses LEP (celle-ci incluse) est l'exclusion du chargino jusqu'à la limite cinématique et l'absence de tout signal de désintégration de particule supersymétrique avec violation du nombre baryonique.

Pour le reste, la diversité des analyses montre surtout la nécessaire complémentarité des quatre expériences face à un sujet aussi vaste.

II Perspectives de la recherche de supersymétrie avec \mathcal{B} dans les prochains collisionneurs

II.1 Les collisionneurs hadroniques

Les protons et les antiprotons ont l'avantage sur les électrons de perdre nettement moins d'énergie par rayonnement synchrotron, ce qui permet de produire des collisions avec une énergie au centre de masse plus élevée, de l'ordre du TeV.

De plus, les collisions de quarks ouvrent de nouvelles perspectives à l'étude de la violation du nombre baryonique comme le canal de production simple de squark ($q\bar{q} \rightarrow \tilde{q} \rightarrow X$, $X = q\bar{q}$, $q\tilde{\chi}$ ou $q\tilde{g}$). Le gluino peut également être produit et se désintègre alors en trois quarks.

Le TeVatron, localisé à Fermilab, Batavia, dans l'état de l'Illinois aux Etats-Unis va recommencer à prendre des données en 2001 [112]. Ce collisionneur $p\bar{p}$ fonctionnera avec une énergie au centre de masse de 2 TeV et prévoit une luminosité de l'ordre de $1 \text{ fb}^{-1}/\text{an}$.

En 2005, le LHC [113] devrait à son tour être opérationnel. Cette machine est un collisionneur pp avec une énergie nominale de 14 TeV dans le centre de masse, avec une luminosité prévue supérieure à $10 \text{ fb}^{-1}/\text{an}$. Il sera installé à la place du LEP et aura donc sa circonférence.

Ces deux machines ont en commun une grande luminosité combinée à de grandes sections efficaces de production de processus physiques, comme on peut le constater dans la figure 1 tiré de [114] :

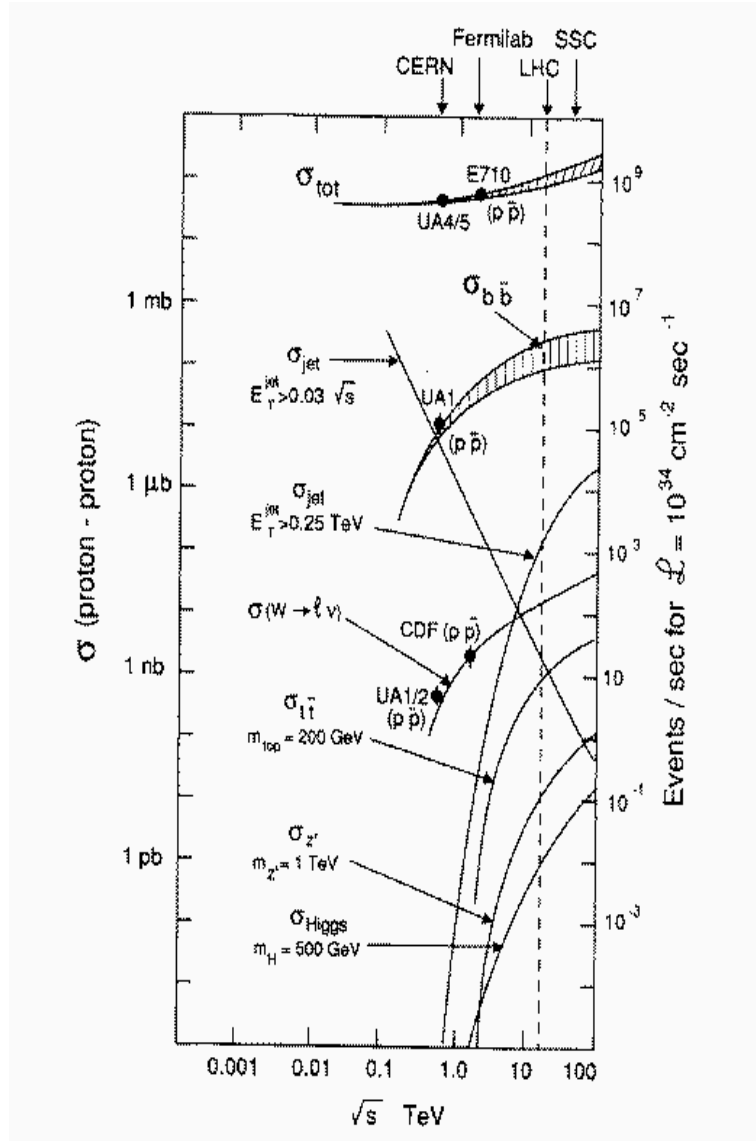


Fig. 1: Sections efficaces des certains processus du Modèle Standard $pp(p\bar{p}) \rightarrow X$ en fonction de l'énergie au centre de masse.

On peut voir ici que le mb est aisément atteint, et que l'essentiel de ces processus seront des processus de production de hadrons.

Pour comparaison, le bruit de fond hadronique ne représente qu'une centaine de pb au LEP et limite notablement notre sensibilité.

A priori, l'entreprise d'isoler un signal ayant une section efficace de l'ordre du pb dans un fond difficilement réductible avec un taux de production 10^9 fois plus grand semble impossible. Cependant, il a été montré [115–117] que l'on pouvait mettre en évidence un signal supersymétrique dans ces canaux particulièrement difficiles.

Le fond hadronique peut être fortement réduit par des critères de sélection de jets à grande énergie et impulsion transverses ($p_t > 15$ GeV). Ceci laisse néanmoins un fond important, comme on peut le voir sur les distributions issues de [116] et représentées en

figure 2.

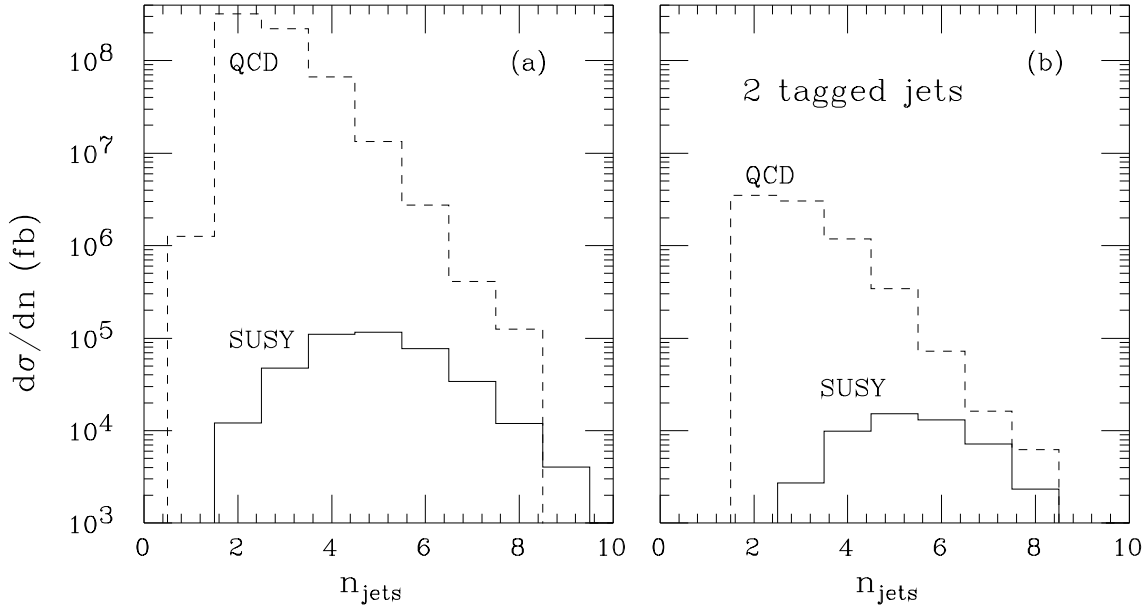


Fig. 2: Distribution du nombre de jets reconstruits par un algorithme d'isolation de cones, pour le fond hadronique attendu (ligne discontinue) et l'intégralité des processus supersymétriques (ligne continue).

Le point de l'espace des paramètres choisi correspond à des gluinos, $\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_1^+$ fortement dégénérés autour de $M = 100$ GeV, $M_{\tilde{\chi}_2^0} = 120$ GeV et les autres particules supersymétriques sont plus lourdes que 1 TeV. Le processus dominant ici est la production de paires de gluinos $\tilde{g}\tilde{g}$.

On constate d'emblée que le fond hadronique, même fortement réduit par des coupures fiducielles préalables, demeure fortement dominant (2 ordres de grandeurs jusqu'à $n = 5$ jets, figure 2(a)). L'étiquetage des saveurs lourdes (figure 2(b)) permet d'améliorer légèrement la situation, mais au détriment du signal qui subit une réduction d'un facteur 2 à 5 selon le canal.

Ceci est vrai pour les canaux les plus défavorables, comme $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow 6q$ ou $\tilde{q}\tilde{q} \rightarrow 4q$.

Pour le reste, les canaux de désintégrations indirectes peuvent comporter des leptons (e, μ) et/ou de l'énergie manquante qui peuvent être isolés avec une bonne efficacité.

Ceci permet alors de réduire d'une manière significative le fond hadronique [117], mais limite le champ d'étude aux seuls canaux de désintégration indirecte.

Dans tous les cas étudiés, une grande luminosité intégrée permettra de faire émerger le signal du fond, la signification statistique de l'excès observé croissant en $\sqrt{\mathcal{L}} = \frac{N_{\text{signal}}}{\sqrt{N_{\text{fond}}}}$.

II.2 Le futur collisionneur linéaire e^+e^-

La construction d'un prochain collisionneur linéaire e^+e^- repose sur la complémentarité des physiques pp et e^+e^- [118], la première s'inscrivant dans une logique

de découverte, avec des grandes luminosités intégrées et de grandes énergies développées et la seconde dans les mesures de précision avec une connaissance précise de la cinématique de chaque processus.

A l'heure actuelle, trois projets d'études technique et de faisabilité sont établis pour la construction d'une première génération de collisionneur linéaire : TESLA en Europe [119], localisé au DESY, à Hambourg en Allemagne et basé sur des cavités accélératrices supraconductrices, le NLC aux États-Unis, basé à Stanford [120] et le JLC au Japon, au KEK [121], utilisant des cavités chaudes.

Ces machines devraient opérer à $0,5 \leq \sqrt{s} \leq 1$ TeV et permettront de mesurer avec précision les paramètres physiques (masse, rapport d'embranchement) des particules découvertes dans les collisionneurs hadroniques.

La supersymétrie avec violation de la R-parité et du nombre baryonique [122, 123] pourrait bénéficier du retour à l'environnement e^+e^- . En dépit d'un niveau élevé de fond hadronique provenant de la production de paires de quark-antiquark top et de paires de bosons avec désintégration hadroniques de ces derniers, l'isolation d'un signal $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow qqqqqq$ pourrait être obtenue avec un rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$ supérieur à 8,2 avec seulement 500 pb^{-1} intégrés à $\sqrt{s} = 500$ GeV [123]. Une machine de deuxième génération, le CLIC [124] est étudiée au CERN. Elle devrait fonctionner à $\sqrt{s} \sim 2$ TeV et pourrait prendre le relais du LHC.

11. RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS

Nous avons recherché trois types de particules supersymétriques différents, chacune se désintégrant hadroniquement avec des topologies différentes.

Les résultats négatifs de ces recherches nous ont permis de dériver des limites sur le taux de production de ces particules.

Ces limites sur les sections efficaces de production ont ensuite été converties en limites sur les masses de ces particules dans le cadre d'un modèle contraint, mSUGRA. Le balayage complet de l'espace des paramètres de ce modèle nous a permis de détailler trois zones principales, une région où les leptons scalaires $\tilde{e}_R, \tilde{\mu}_R, \tilde{\tau}_R$ sont les particules supersymétriques les plus légères, une région où le $\tilde{\chi}_1^0$ est la LSP et est abondamment produit et une région où le $\tilde{\chi}_1^0$ est également LSP mais où seul le chargino $\tilde{\chi}_1^+$ peut être produit. L'étude à $m_0 < 50$ GeV est unique à LEP et constitue une spécialité de l'expérience L3. Les limites obtenues sur la masse du chargino sont compétitives avec celles obtenues par les autres expériences LEP à grand m_0 .

La technique d'optimisation des coupures a été testée avec succès sur le signal $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$, constituant une analyse complémentaire.

Les expériences LEP achèveront de prendre des données en novembre 2000. D'autres collisionneurs sont prêts à prendre la relève, offrant de nouvelles perspectives attrayantes mais également de nouvelles difficultés pour l'étude du MSSM avec violation du nombre baryonique.

ANNEXE

A. ANALYSE ET RÉSULTATS à $\sqrt{s} = 183$ GeV

I Comparaisons avec l'analyse à $\sqrt{s} = 189$ GeV

Ce travail de thèse a commencé avec l'étude des données enregistrées en 1997 à $\sqrt{s} = 183$ GeV. L'analyse était alors en plein développement et ne couvrait pas tous les sujets développés dans les chapitres 5 à 8.

Nous allons faire le point sur les sujets abordés à cette époque et publiés dans [70].

La recherche de neutralinos et de charginos a été menée à son terme.

La recherche de désintégrations indirectes de charginos se limitait au seul canal hadronique.

L'étude portait alors sur le couplage λ''_{112} mais nous avons également vérifié que l'analyse pouvait être étendue aux autres couplages.

L'étude des erreurs était limitée à l'erreur statistique liée au signal.

La recherche de leptons chargés scalaires n'avait pas commencé, nous laissant toute une région inexplorée dans l'espace des paramètres lorsque ces particules sont plus légères que le $\tilde{\chi}_1^0$. Cette région non exclue est à l'origine des deux séries de limites publiées :

- $M_{\tilde{\chi}_1^0} > 26$ GeV sur l'ensemble de l'espace des paramètres.
- $M_{\tilde{\chi}_2^0} > 44$ GeV ($\tilde{\chi}_1^0$ LSP) et $M_{\tilde{\chi}_2^0} > 35$ GeV ($\tilde{\ell}$ LSP)
- $M_{\tilde{\chi}_1^+} > 90$ GeV ($\tilde{\chi}_1^0$ LSP) et $M_{\tilde{\chi}_1^+} > 77$ GeV ($\tilde{\ell}$ LSP).

L'analyse ultérieure des sleptons ayant permis d'exclure la production jusqu'à la limite cinématique, nous avons donc commencé l'analyse à $\sqrt{s} = 189$ GeV à $M_{\tilde{\chi}_1^+} = 90$ GeV, limite obtenue dans une région de l'espace des paramètres où les sleptons ne participent pas à l'exclusion.

II Détails de l'analyse

II.1 Signaux générés

Nous avons cherché des neutralinos de masse supérieure à 10 GeV et des charginos de masse supérieure à 91 GeV, en accord avec le contenu du chapitre 5.

Les productions associées de neutralinos lourds ont été considérées au cas par cas.

II.2 Présélection

Le niveau présélection a été défini sous sa forme actuelle grâce à cette première analyse et est détaillé dans le chapitre 6. La reconstruction de l'énergie visible a été faite avec la

méthode ASRC.

La figure 1 représente les distributions des variables les plus importantes après préselection :

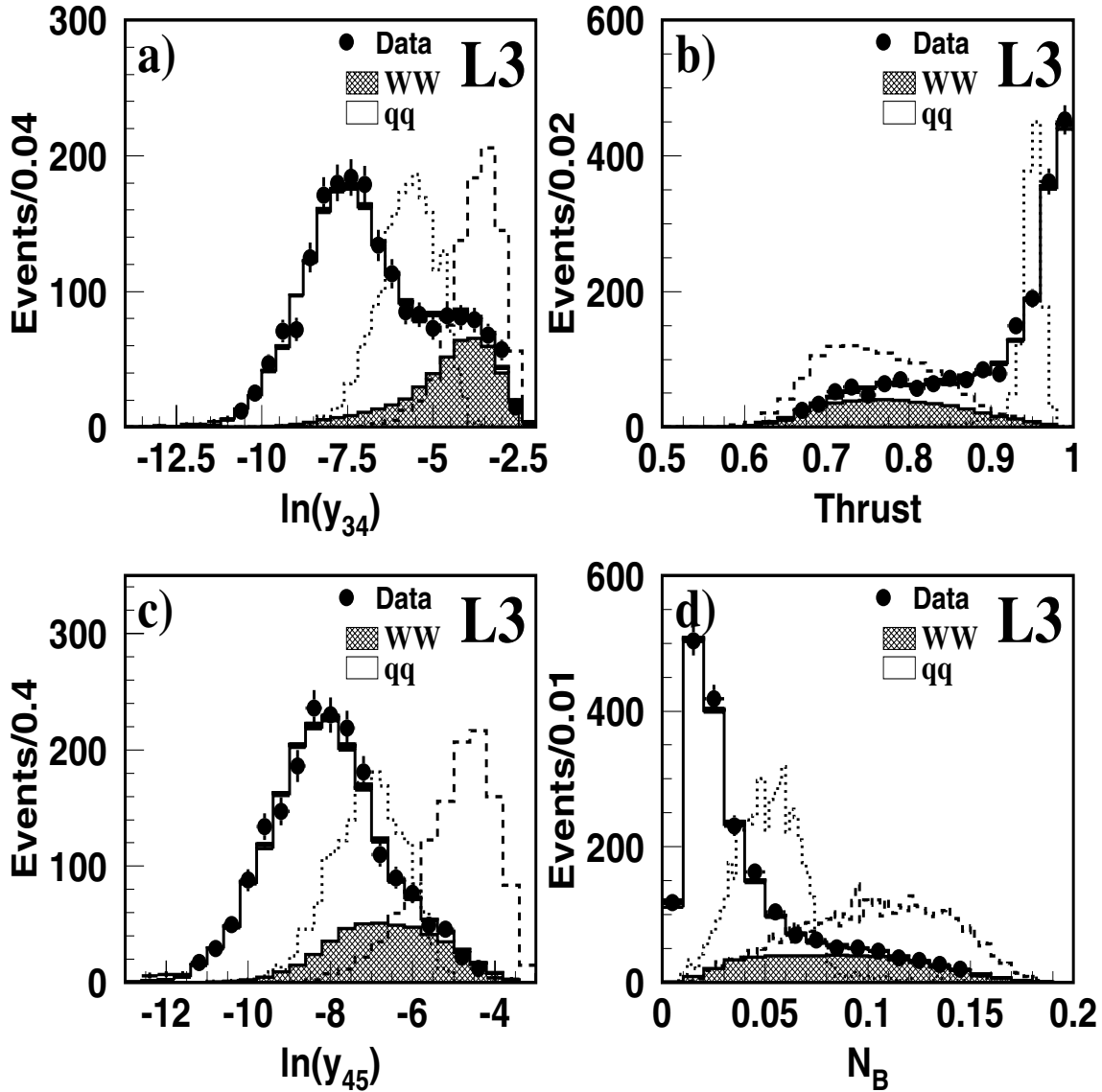


Fig. 1: Distributions de : a) $\log y_{34}^D$, b) T , c) $\log y_{45}^D$ et d) N_B pour les données à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$ (points), les fonds prédits par le MS (histogrammes) et deux signaux de $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$: $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 30 \text{ GeV}$ (ligne discontinue) et $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 90 \text{ GeV}$ (ligne pointillée).

N_B correspond à une définition légèrement différente de largeur de jets :

$$N_B = \min\left(\frac{1}{2 E_{\text{VIS}}} \sum_{i \text{ part.} \in \text{jet1}} \vec{p}_{t_i}, \frac{1}{2 E_{\text{VIS}}} \sum_{j \text{ part.} \in \text{jet2}} \vec{p}_{t_j}\right)$$

où \vec{p}_{t_i} est l'impulsion transverse des particules d'un des deux jets formés. Cette projection transverse est relative à l'axe de poussée de l'événement et non l'axe de chaque jet.

II.3 Sélections topologiques

Il y a eu une sélection par point de masse de neutralino et une par masse de chargino. Il y avait déjà une seule sélection pour les neutralinos de masse $M_{\tilde{\chi}_1^0} \geq 70$ GeV, mais celle-ci n'a pas été appliquée aux charginos.

Nous avons alors un total de treize sélections, optimisées indépendamment les unes des autres.

Néanmoins, les variables principales étaient déjà identifiées et utilisées pour l'optimisation. La table A.1 contient le détail des coupures optimisées à $\sqrt{s} = 183$ GeV pour les neutralinos.

Point de masse (GeV)	T	W_B	$\log y_{34}^D$	$\log y_{45}^D$
≤ 10 GeV	$> 0,983$	$< 0,04$	$> -7,8$	$> -10,9$
20	$[0,974;0,985]$	$[0,039;0,06]$	$> -6,79$	$> -9,4$
30	$[0,936;0,976]$	$[0,04;0,09]$	$> -5,88$	$> -7,04$
40	$[0,87;0,95]$	$[0,085;0,121]$	$> -5,3$	$> -6,63$
50	$[0,82;0,869]$	$[0,05;0,148]$	$> -5,28$	$> -6,61$
60	$[0,74;0,80]$	$[0,12;0,17]$	$> -4,99$	$> -5,54$
70,80,90	$[0,59;0,838]$	$[0,148;0,29]$	$> -4,70$	$> -4,02$

Tab. A.1: Détail des principales coupures appliquées pour les signaux de $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$.

W_B est le complémentaire de N_B défini ci-dessus.

Cette table se compare directement à la table 7.2. On peut noter un léger décalage en T aux basses masses, plus sensibles aux changements topologiques dues à une accélération de la particule supersymétrique primaire accrue par la montée en énergie.

La table A.2 résume les trois sélections dédiées aux charginos :

Point de masse (GeV)	T	N_B	$\log y_{34}^D$	$\log y_{56}^D$
50 [45–55]	$[0,825;0,898]$	$[0,043;0,128]$	$> -5,54$	$> -6,65$
60 [55–65]	$[0,745;0,863]$	$[0,08;0,168]$	$> -5,00$	$> -6,08$
≥ 60	$[0,581;0,763]$	$[0,071;0,18]$	$> 4,47$	$> -5,81$

Tab. A.2: Détail des principales coupures appliquées pour les signaux de $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$.

$\log y_{56}^D$ est défini comme $\log y_{34}^D$ et $\log y_{45}^D$ en partant d'une configuration à six jets.

Trois sélections supplémentaires avaient été construites pour les signaux de neutralinos lourds.

Elles sont détaillées en table A.3 :

Signal	Point de masse (GeV)	T	N_B	$\log y_{45}^D$	$\log(y_{56}^D)$
$\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$	$M_{\tilde{\chi}_2^0} = 100; M_{\tilde{\chi}_1^0} = 60 - 80$	$[0,563;0,848]$	$[0,12;0,25]$	$> -4,94$	$> -5,92$
$\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$	$M_{\tilde{\chi}_2^0} = 80,90; M_{\tilde{\chi}_1^0} = 40 - 90$	$[0,67;0,886]$	$[0,08;0,168]$	$> -5,9$	$> -6,3$
$\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_3^0$	$M_{\tilde{\chi}_3^0} = 100; M_{\tilde{\chi}_2^0} = 60 - 90;$ $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 60 - 70$	$[0,61;0,76]$	$[0,11;0,29]$	$> 4,31$	$> -7,9$

Tab. A.3: Coupures optimisées pour la recherche de neutralinos lourds.

De grandes similarités apparaissent dans les intervalles des variables communes aux tables A.2 et A.3.

Le principal souci par la suite fut d'harmoniser et de réduire autant que possible le nombre de sélections construites. Ces similarités dans les distributions furent très utiles pour redéfinir les sélections et les figer dans leur forme présente, celle qui a été présentée dans le chapitre 7.

II.4 Résultats

On commence par présenter les résultats obtenus pour les signaux de $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ dans la table A.4.

$M_{\tilde{\chi}_1^0}(\text{GeV})$	10	20	30	40
Données ($\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$)	8	6	2	6
N $q \bar{q}$ attendus.	$11,0 \pm 0,5$	$7,6 \pm 0,4$	$2,2 \pm 0,2$	$2,7 \pm 0,2$
N $W^+ W^-$ attendus.	0	0	$0,40 \pm 0,04$	$3,3 \pm 0,1$
Total MS	$11,0 \pm 0,5$	$7,6 \pm 0,4$	$2,6 \pm 0,2$	$6,3 \pm 0,2$
Efficacité (%)	19,4	21,7	23,0	23,6
σ exclue (pb)	0,58	0,50	0,36	0,50

$M_{\tilde{\chi}_1^0}(\text{GeV})$	50	60	70 ; 80 ; 90
Données ($\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$)	8	7	7
N $q \bar{q}$ attendus	$2,7 \pm 0,2$	$0,2 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,1$
N $W^+ W^-$ attendus	$5,9 \pm 0,1$	$6,7 \pm 0,2$	$9,3 \pm 0,1$
Total MS	$8,9 \pm 0,2$	$7,2 \pm 0,2$	$9,9 \pm 0,1$
Efficacité (%)	23,4	20,6	22,4 ; 27,4 ; 31,9
σ exclue (pb)	0,54	0,61	0,47 ; 0,38 ; 0,32

Tab. A.4: Résultats finaux pour les neutralinos légers.

Les sections efficaces exclues s'établissent dans la fourchette de 0,61 à 0,32 pb avec un niveau de fond de l'ordre de 10. Les résultats sont moins bons qu'à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$, mais la statistique est aussi trois fois moins grande.

Les résultats des sélections de charginos et de neutralinos lourds sont résumés dans la table A.5.

Signal	Point de masse (GeV)	Données	MS	Eff. (%)	σ excl. (pb)
$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$	$M_{\tilde{\chi}_1^+} = 50, M_{\tilde{\chi}_1^+} - M_{\tilde{\chi}_1^0} > 5$	8	$8,3 \pm 0,2$	12,8–25,4	1,0–0,52
$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$	$M_{\tilde{\chi}_1^+} = 60, M_{\tilde{\chi}_1^+} - M_{\tilde{\chi}_1^0} > 5$	9	$9,2 \pm 0,1$	10,0–31,3	1,4–0,45
$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$	$M_{\tilde{\chi}_1^+} \geq 70, M_{\tilde{\chi}_1^+} - M_{\tilde{\chi}_1^0} > 5$	8	$10,1 \pm 0,1$	9,3–52,7	1,3–0,22
$\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$	$M_{\tilde{\chi}_2^0} = 80; 90, M_{\tilde{\chi}_1^0} = 40 - 80$	6	$4,8 \pm 0,1$	16,3–37,0	0,85–0,38
$\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$	$M_{\tilde{\chi}_2^0} = 100, M_{\tilde{\chi}_1^0} = 60 - 80$	7	$7,4 \pm 0,2$	30,9–34,2	0,40–0,36
$\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_3^0$	$M_{\tilde{\chi}_3^0} = 100, M_{\tilde{\chi}_2^0} = 60 - 90, M_{\tilde{\chi}_1^0} = 60 - 70$	8	$9,9 \pm 0,1$	21,4–22,1	0,56–0,54

Tab. A.5: Résultats finaux pour les charginos et les neutralinos lourds.

Le fond principal est constitué des désintégrations purement hadroniques des $W^+ W^-$. Proche de la dégénérescence $M_{\tilde{\chi}_1^+} - M_{\tilde{\chi}_1^0} < 5$ GeV ou $M_{\tilde{\chi}_2^0} - M_{\tilde{\chi}_1^0} < 5$ GeV, les sélections neutralinos légers sont appliquées.

II.5 Interprétation et limites

Le balayage intégral de l'espace des paramètres défini dans le chapitre 8 a été effectué.

La figure 2 donne deux coupes de cet espace suivant le plan $M_2 - \mu$ à $\tan \beta = 1,41$ et deux valeurs différentes de m_0 , $m_0 = 60$ GeV et $m_0 = 500$ GeV.

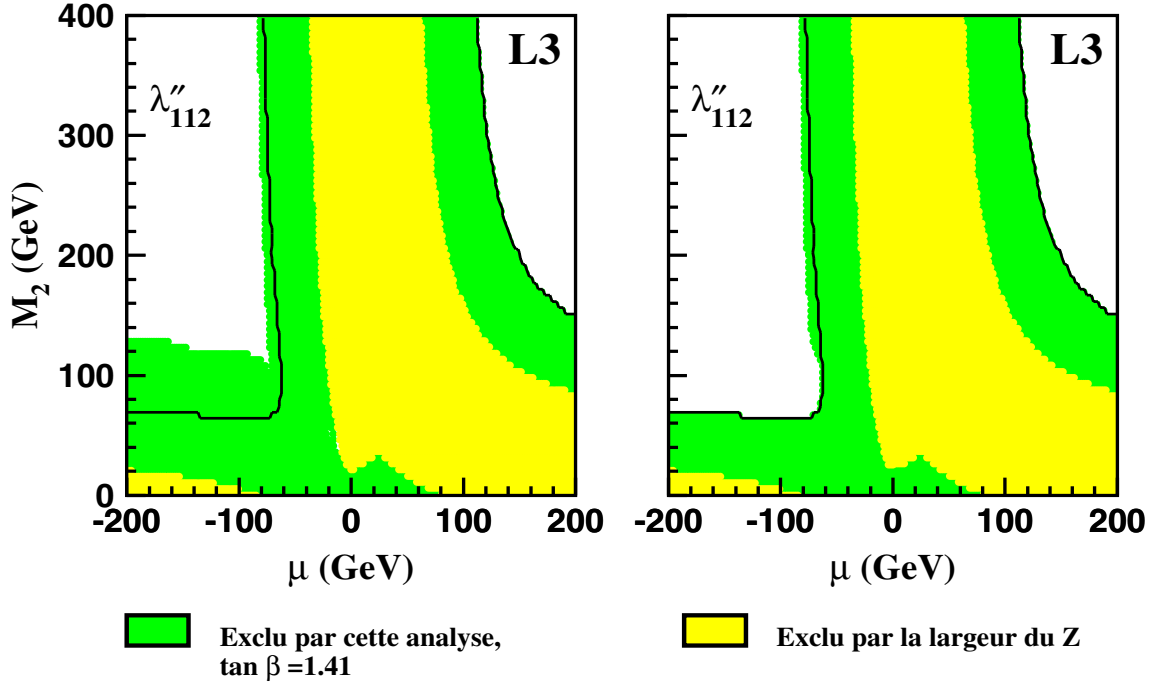


Fig. 2: Exemples de contours d'exclusion obtenus avec les résultats de l'analyse à $\sqrt{s} = 183$ GeV dans le plan $M_2 - \mu$, à $\tan \beta = 1,41$ et $m_0 = 60$ GeV (gauche) et 500 GeV (droite).

On retrouve à petit m_0 (à gauche de la figure 2) et à grand M_2 (les deux figures) l'exclusion due aux neutralinos au dessus de la limite cinématique. Nous avons distingué deux régions principales, une région où le $\tilde{\chi}_1^0$ est LSP, où notre analyse est valable et a été appliquée, donnant ces limites :

- $M_{\tilde{\chi}_1^0} > 26$ GeV.
- $M_{\tilde{\chi}_2^0} > 44$ GeV.
- $M_{\tilde{\chi}_1^+} > 90$ GeV.

et une région où les leptons scalaires isosingulets $\tilde{\ell}_R$ sont les LSP et où seule l'exclusion due aux limites sur la largeur du Z peut s'appliquer.

Dans cette région, nous obtenons les limites suivantes :

- $M_{\tilde{\chi}_1^0} > 26$ GeV.
- $M_{\tilde{\chi}_2^0} > 35$ GeV.

$$- M_{\tilde{\chi}_1^+} > 77 \text{ GeV}.$$

La limite sur le chargino est la plus affectée, parce que nous n'avons pas non plus considéré les canaux purement leptoniques de désintégration des charginos. Ces canaux représentent le mode de désintégration exclusif des charginos quand ils sont plus lourds que les sleptons.

La figure 3 illustre le comportement des limites en fonction de $\tan\beta$.

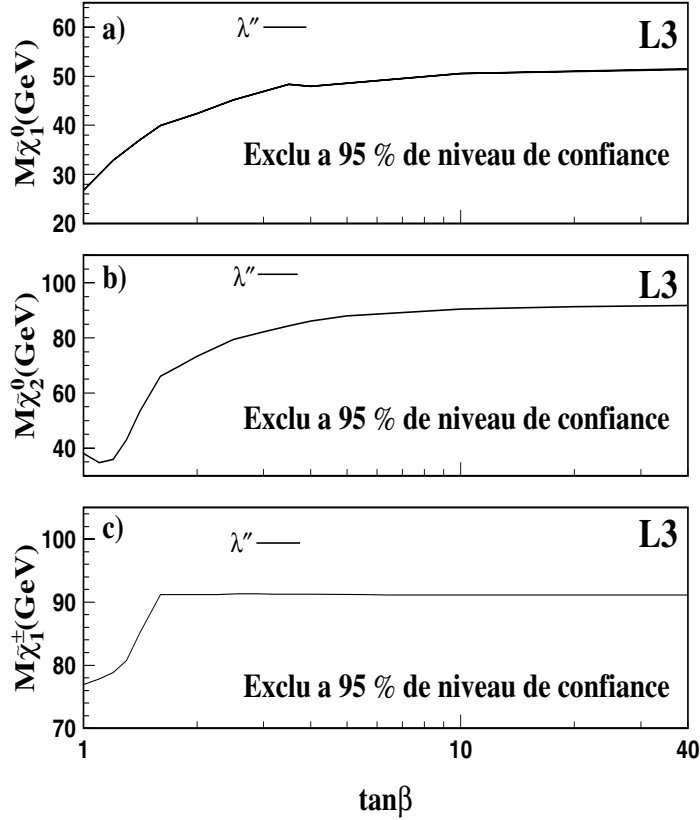


Fig. 3: Evolution des limites sur les masses des $\tilde{\chi}_1^0$ (a) $\tilde{\chi}_2^0$ (b) et $\tilde{\chi}_1^+$ (c) en fonction de $\tan\beta$.

Ces limites sont obtenues en balayant l'ensemble de l'intervalle étudié en M_2 , μ et aussi m_0 .

On remarque pour le $\tilde{\chi}_2^0$ et le $\tilde{\chi}_1^+$ un décrochage aux faibles valeurs de $\tan\beta$ ($\tan\beta < 2$), décrochage dû au fait que le slepton peut être LSP pour ces valeurs de $\tan\beta$.

La limite est alors obtenue pour $m_0 = 0$, lorsque la masse des scalaires est minimale.

B. ANALYSE DES DONNÉES à $\sqrt{s} > 190$ GeV

Les données collectées en 1999 constituent quatre échantillons avec des énergies distinctes : $\sqrt{s} = 192, 196, 200$ et 202 GeV.

Les sélections dérivées pour l'analyse des données à $\sqrt{s} = 189$ GeV ont été appliquées simplement aux données collectées en 1999 à $\sqrt{s} > 190$ GeV sans réoptimisation.

Nous supposons que les efficacités obtenues à ces énergies demeurent égales à celle obtenue à $\sqrt{s} = 189$ GeV.

Les résultats sont les suivants :

Selection	$\sqrt{s} = 192$ GeV $\int \mathcal{L} dt = 29,7$		$\sqrt{s} = 196$ GeV $\int \mathcal{L} dt = 83,7$		$\sqrt{s} = 200$ GeV $\int \mathcal{L} dt = 82,8$		$\sqrt{s} = 202$ GeV $\int \mathcal{L} dt = 37,0$	
	Données	MS	Données	MS	Données	MS	Données	MS
n2030	7	12,9	30	32,1	24	29,1	11	12,7
n3040	10	11,8	25	28,7	22	27,7	11	11,9
n4050	8	7,9	20	20,2	22	19,5	12	8,1
n5060	15	17,8	33	36,2	43	40,2	15	18,7
Multijets	26	34,8	82	90,2	82	82,9	32	37,1
sel30	0	0,04	1	0,12	0	0,17	0	0,06
sel40	0	0,15	0	0,42	0	0,35	0	0,15
sel50+	5	2,3	7	5,2	6	5,6	1	2,5
st30	0	0,23	2	0,40	0	0,9	1	0,56
st40	1	0,7	0	1,7	3	1,2	0	1,0
st50	3	0,9	1	2,2	6	1,9	1	0,9
st60	25	30,2	69	76,6	82	77,5	30	34,7

Tab. B.1: Résultats des sélections dérivées à $\sqrt{s} = 189$ GeV sur les échantillons collectés à $\sqrt{s} = 192-202$ GeV.

Ces résultats sont très préliminaires. On constate beaucoup de fluctuations d'une énergie à une autre, un bon accord entre les données et les prédictions du Modèle Standard et l'absence de tout excès significatif.

Le reste de l'analyse est en cours, néanmoins, des limites sur les masses des deux neutralinos les plus légers et du chargino ont été présentées au LEPC de Novembre 1999 :

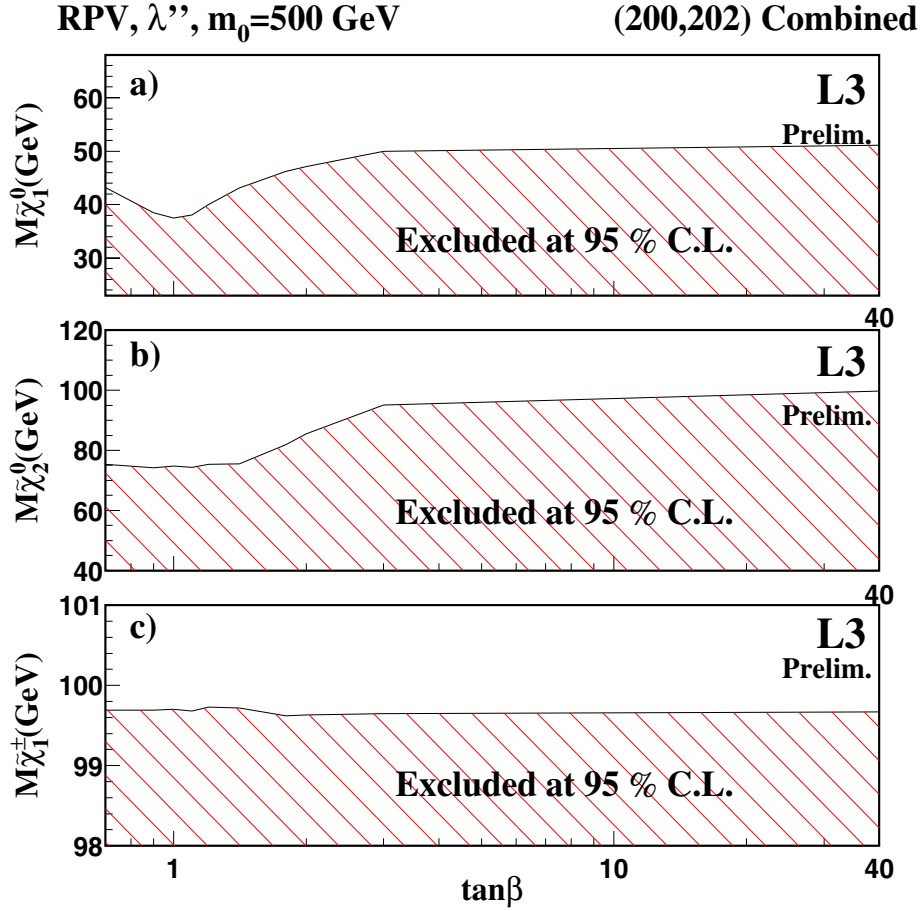


Fig. 1: Limites sur les masses des $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$ avec les données combinées à $\sqrt{s} = 200$ et 202 GeV.

La figure 1 est extraite de [125] et représente les limites obtenues, pour $m_0 = 500$ GeV uniquement. Le reste de l'espace des paramètres n'a pas encore été exploré pour ces énergies.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] P.A.M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. London A* **114** (1927) 243, 710.
P. Jordan et W. Pauli, *Z. Phys.* **44** (1928) 151.
W. Heisenberg et W. Pauli, *Z. Phys.* **56** (1929) 1.
W. Heisenberg et W. Pauli, *Z. Phys.* **59** (1930) 169.
cités dans O.Nachtmann, “Elementary Particle Physics, Concepts and Phenomena”
Collection “Texts and Monographs in Physics”, *Springer-Verlag* (1990)
- [2] The CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, *Phys. Rev. D* **50** (1994) 2966; *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 225.
Pour les dernières mesures, se reporter aux références suivantes :
The CDF Coll., F. Abe *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 271 et Erratum *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 2808(E).
The D0 Coll., B. Abbott *et al.*, *Phys. Rev. D* **60** (1999) 052001.
- [3] M. Gell-Mann et Y. Ne’eman, ‘The Eightfold Way’, *W.A. Benjamin, New York and Amsterdam* (1964).
Y. Ne’eman, *Nucl. Phys.* **B26** (1961) 222.
D.J. Gross and F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1343.
H.D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1346.
- [4] M.Y. Han et Y. Nambu, *Phys. Rev.* **139** (1965) 1006.
- [5] S. Glashow, *Nucl. Phys.* **B22** (1961) 579.
- [6] C.S.Wu *et al.*, *Phys. Rev.* **105** (1957) 1413.
- [7] N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963) 531.
M. Kobayashi et T. Maskawa, *Prog. Th. Phys.* **49** (1973) 652.
- [8] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264.
- [9] A. Salam, Proc. 8th Nobel Symposium (Stockholm), ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm) (68) 367.
- [10] P.W. Higgs, *Phys. Lett.* **B12** (1964) 132.
F. Englert and R. Brout, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 321.
G.S. Guralnik *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 585.
T.W.B. Kibble, *Physics Review* **155** (1967) 1554.
- [11] P. Langacker et M. Luo, *Phys. Rev. D* **44** (1991) 817.
Voir aussi : U. Amaldi *et al.*, *Phys. Lett.* **B260** (1991) 447.

-
- [12] Comptes–rendus de la conférence “XXXVth Rencontres de Moriond” (Les Arcs, 11–18 Mars 2000), à paraître (Ed. J. Trân Thanh Vân, 2000).
- [13] Voir, par exemple : H.P. Nilles, *Phys. Rep.* **110** (1984) 1.
S. Ferrara *et al.*, *Phys. Rev.* **D13** (1976) 3214.
D.Z. Freedman et P. van Nieuwenhuizen, *Phys. Rev.* **D14** (1976) 912.
S. Ferrara et P. van Nieuwenhuizen, *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 1669.
S. Deser et B. Zumino, *Phys. Lett.* **B62** (1976) 335.
- [14] Voir par exemple :
R. Barbieri et G.F. Giudice, *Nucl. Phys.* **B305** (1988) 63.
G.W. Anderson et D.J. Castano, *Phys. Rev. Lett.* **347** (1995) 300 ; *Phys. Rev.* **D52** (1995) 1693 ; *Phys. Rev.* **D53** (1996) 2403.
J.L. Feng *et al.*, HEP–PH/9909334.
- [15] H.E. Haber et G.L. Kane, *Phys. Rep.* **117** (1985) 75.
- [16] A. Salam et J. Strathdee, *Nucl. Phys.* **B76** (1974) 477 ; *Phys. Rev.* **D11** (1975) 1521.
S. Ferrara *et al.*, *Phys. Lett.* **B51** (1974) 239.
- [17] P. Fayet, *Phys. Lett.* **B69** (1977) 489.
G.R. Farrar et P. Fayet, *Phys. Lett.* **B76** (1978) 575.
P. Fayet, *Phys. Rep.* **105** (1984) 21.
- [18] Voir, pour revue des résultats les plus récents :
The ALEPH Coll., R. Barate *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C1** (1999) 93.
The DELPHI Coll., P. Abreu *et al.*, *Phys. Lett.* **B446** (1999) 75.
The L3 Coll., M. Acciari *et al.*, *Phys. Lett.* **B472** (2000) 420.
The OPAL Coll., G. Abbiendi *et al.*, CERN–EP/99–123, accepté par *Eur. Phys. Journal C*.
The CDF Coll., F. Abe *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998) 5275.
The D0 Coll., B. Abbott *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998) 442.
- [19] Voir par exemple : J. Ellis *et al.*, *Nucl. Phys.* **B238** (1984) 453.
- [20] L. Girardello et M.T. Grisaru, *Nucl. Phys.* **B194** (1982) 65.
- [21] P. Fayet, *Phys. Lett.* **B70** (1977) 461 ; *Phys. Lett.* **B86** (1979) 272 ; *Phys. Lett.* **B175** (1986) 471.
- [22] L. Alvarez–Gaumé *et al.*, *Nucl. Phys.* **B221** (1983) 495.
L. Ibañez, *Phys. Lett.* **B118** (1982) 73.
J. Ellis *et al.*, *Phys. Lett.* **B121** (1983) 55.
K. Inoue *et al.*, *Prog. Theor. Phys.* **68** (1982) 927.
A.H. Chamseddine *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 970.
R. Arnowitt et P. Nath, “Lectures at VIIth J.A. Swieca Summer School, Campos do Jordao, Brazil, 1993”, publié dans HEP–PH/9309277.
- [23] M. Drees, rapport KEK–TH–501 (1996).
- [24] E. Cremmer *et al.*, *Phys. Lett.* **B79** (1978) 231 , *Nucl. Phys.* **B147** (1979) 105.
- [25] S.M. Bilenky *et al.*, *Nucl. Phys.* **B247** (1984) 61.
- [26] Wim De Boer *et al.*, *Zeit. fur Phys.* **C67** (1995) 647.

-
- [27] H. Dreiner, communication personnelle.
- [28] R. Barbier *et al.*, "Report of the Group on the R-parity Violation", HEP-PH/9810232, *soumis à Physics Reports*.
- [29] H. Dreiner et G.G. Ross, *Nucl. Phys.* **B365** (1991) 597.
- [30] G. Bhattacharyya *et al.*, *Phys. Lett.* **B355** (1995) 193.
- [31] O. Lebedev *et al.*, HEP-PH/9911479, corrigé en janvier 2000.
- [32] R. Barbieri et A. Masiero, *Nucl. Phys.* **B267** (1986) 679.
- [33] The Super-Kamiokande Coll., Y. Fukuda *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 1529; *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 3319.
- [34] K. Choi *et al.*, *Phys. Lett.* **B428** (1998) 129.
- [35] I. Hinchliffe et T. Keady, *Phys. Rev.* **D47** (1993) 279.
- [36] A.Y. Smirnov et F. Vissani, *Phys. Lett.* **B380** (1996) 317.
- [37] G. Bhattacharyya et P.B. Pal, *Phys. Rev.* **D59** (1999) 097701.
- [38] G. Bhattacharyya et P.B. Pal, *Phys. Lett.* **B439** (1998) 81.
- [39] J.L. Goity et M. Sher, *Phys. Lett.* **B346** (1995) 69.
- [40] C. Carlson *et al.*, *Phys. Lett.* **B357** (1995) 99.
- [41] B.A. Campbell *et al.*, *Phys. Lett.* **B256** (1991) 457.
- [42] A.D. Sakharov, JETP Letter **5** (1967), 24.
- [43] G. t'Hooft, *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 8.
- [44] Voir par exemple : M. Trodden, "Electroweak Baryogenesis : A Brief Review" compte-rendu de la conférence : "XXXIIIrd Rencontres de Moriond, Electroweak Interactions and Unified Theories" 14–21 Mars 1998, Ed. Frontières.
Plus récent : A. Riotto et M. Trodden, Annual Review of Nuclear and Particle Science Vol 49. (1999).
- [45] E. Ferrer-Ribas, présentation à la conférence : "XXXVth Rencontres de Moriond, Electroweak Interactions and Unified Theories", 11–18 Mars 2000, à paraître (Ed. J. Trân Thanh Vân, 2000).
- [46] A. Riotto, compte-rendu de l'école : "The Summer School in High-energy Physics and Cosmology", Trieste, Italy. 29 Juin–17 Juillet 1998. HEP-PH/9807454.
- [47] R. Adhikari et U. Sarkar, *Phys. Lett.* **B427** (1998) 59.
Voir aussi :
M. Claudson *et al.*, *Nucl. Phys.* **B241** (1984) 309.
- [48] F.R. Klinkhamer et N.S. Manton, *Phys. Rev.* **D30** (1984) 2212.
- [49] P. Collier, "Summary : injection and ramping issues" in "Proceedings of the 6th LEP Performance Workshop", CERN-SL-96-005-DI, Ed. J. Poole, CERN, Geneva, 1996.
- [50] S. Myers et C. Wyss, "Physics at LEP2", Livre CERN 96-01, Vol. 1, 23.
Ed. G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner, Geneva, 1996.

-
- [51] O. Brunner, “Summary of session 6 : RF issues” in “Proceedings of the 9th LEP–SPS Performance Workshop”, CERN-SL-99-007-DI, Ed. J. Poole, CERN, Geneva, 1999.
- [52] The L3 Coll., B.Adeva *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A289** (1990) 35.
- [53] The L3 Coll., O. Adriani *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A348** (1994) 431.
- [54] K. Deiters *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A323** (1992) 162.
- [55] J.A. Bakken *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A280** (1989) 25.
- [56] G. Basti *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A374** (1996) 293.
- [57] B. Adeva *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A323** (1992) 53.
- [58] A. Adam *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A383** (1996) 342.
- [59] I.C. Brock *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A381** (1996) 236.
- [60] M. Chemarin *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A349** (1994) 345.
- [61] F. Filthaut *et al.*, “VSAT Status and Performance”, note interne L3 # 2117.
- [62] A. Masserot, “Mise en oeuvre et intégration dans l’expérience L3 d’un déclenchement de deuxième niveau avec assemblage de l’événement, développé autour d’un réseau de routeurs dynamiques C104 et de Transputeurs T9000”, Thèse de Doctorat soutenue en 1995 à l’Université de Chambéry.
- [63] Y. Bertsch *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A340** (1994) 309.
- [64] C. Dionisi *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A336** (1993) 78.
- [65] The LEP Coll. and the LEP Electroweak Working Group, rapport CERN–PPE/95–172, compte–rendus des conférences : “the 1995 International Europhysics on High–Energy Physics” (27 Juillet au 2 Août 1995, Bruxelles, Belgique) et “The 17th International Symposium on Lepton–Photon Interactions” (10 au 15 Août 1995, Pékin, République Populaire de Chine).
- [66] The ALEPH Coll., R. Barate *et al.*, *Phys. Lett.* **B407** (1997) 377
- [67] The L3 Coll., M. Acciarri *et al.*, papier L3 99/27, à soumettre à *European Physics Journal C*.
- [68] The Particle Data Group, C. Caso *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C3** (1998) 1.
- [69] The L3 Coll., O. Adriani *et al.*, *Phys. Rep.* **236** (1993) 1.
- [70] The L3 Coll., M. Acciarri *et al.*, *Phys. Lett.* **B459** (1999) 354
- [71] La version 2.20 de SUSYGEN est utilisée :
S. Katsanevas et P. Morawitz, *Comp. Phys. Comm* **112** (1998) 227.
- [72] La version 7.4 de JETSET est utilisée :
T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm* **82** (1994) 74.
- [73] D. Duchesneau, “Etude du rayonnement électromagnétique des quarks primaires produits dans les désintégrations hadroniques du Z avec le détecteur L3 au LEP.”, Thèse de Doctorat soutenue en 1993 à l’Université de Genève.

-
- [74] G. Marchesini et B. Webber, *Nucl. Phys.* **B310** (1988) 461.
I.G. Knowles, *Nucl. Phys.* **B310** (1988) 571.
G. Marchesini *et al.*, *Comp. Phys. Comm* **67** (1992) 465.
- [75] U. Pettersson, rapport Lund LUTP 88–5 (1988).
L. Lönnblad, rapport Lund LUTP 91–11 (1991).
- [76] B. Anderson *et al.*, *Zeit. fur Phys.* **C20** (1983) 317.
- [77] The L3 Coll., B. Adeva *et al.*, *Zeit. fur Phys.* **C55** (1992) 39.
- [78] H. Dreiner, P. Richardson et M.H. Seymour, HEP–PH/9912407.
- [79] The JADE Coll., W. Bartel *et al.*, *Phys. Lett.* **B101** (1981) 129; *Zeit. fur Phys.* **C21** (1983) 37
The OPAL Coll., M.Z. Akrawy *et al.*, *Phys. Lett.* **B261** (1991) 334
- [80] La version 6.1 de HERWIG est désormais disponible :
HERWIG 6.1 Release Note, HEP–PH/9912396, en complément de la référence :
G. Marchesini *et al.*, *Comp. Phys. Comm* **67** (1992) 465.
- [81] La version 5.7 de PYTHIA est utilisée :
T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm* **82** (1994) 74.
- [82] La version 4.02 de KORALZ est utilisée :
S. Jadach *et al.*, *Comp. Phys. Comm* **79** (1994) 503.
- [83] La version 1.05 de PHOJET est utilisée :
R. Engel, *Zeit. fur Phys.* **C66** (1995) 203
R. Engel et J. Ranft, *Phys. Rev.* **D54** (1996) 4244
- [84] M.N. Kienzle, communication personnelle.
- [85] La version 1.21 Rcode KORALW est utilisée :
S. Jadach *et al.*, *Comp. Phys. Comm* **94** (1996) 216.
S. Jadach *et al.*, *Phys. Lett.* **B372** (1996) 289
- [86] La version 3.15 de GEANT est utilisée : R. Brun *et al.*, CERN/DD/EE/84–1 (révisé en 1987).
- [87] H. Fesefeldt., RWTH Aachen Report PITHA 85/2 (1985).
- [88] A. Ricker, “G–Factors”, note interne L3# 1394 (1993).
A. Kunin, M. Maity et G. Majumder, “G–Factors”, note interne L3# 1840 (1995).
- [89] S. Banerjee, M. Rescigno et S. Sarkar, “Hadron Group G–Factors”, note interne L3# 2394 (1999).
- [90] A. Favara et M. Pieri, “Search for the Minimal Standard Model Higgs Boson in the $H^0\nu\bar{\nu}$ Channel”, note interne L3# 1728 (1995).
The L3 Collab., M. Acciarri *et al.*, *Phys. Lett.* **B377** (1996) 289
- [91] Y.L. Dokshitzer, “Contribution to the Workshop on Jets at LEP and HERA” (1990).
N. Brown et W.J. Stirling, rapport Rutherford RAL–91–049 (1991).
S. Catani *et al.*, *Phys. Lett.* **B269** (1991) 432
S. Bethke *et al.*, *Nucl. Phys.* **B370** (1992) 310

- [92] Voir, par exemple :
The L3 Coll., M. Acciarri *et al.*, *Phys. Lett.* **B404** (1997) 390
- [93] J.F. Grivaz et F. Le Diberder, rapport LAL-92-37 (1992).
- [94] Xavier Chéreau, “Recherche de charginos et de neutralinos avec le détecteur L3 au LEP.”, Thèse de Doctorat soutenue en 1998 à l’Université de Chambéry.
- [95] “MINUIT, Function Minimization and Error Analysis”, CERN Program Library, Long Writeup D506, Mars 1992.
- [96] R.D. Cousins et V.L. Highland, *Nucl. Instr. Meth.* **A320** (1992) 331
- [97] The OPAL Coll., G. Abbiendi *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C11** (1999) 619.
- [98] The L3 Coll., M. Acciarri *et al.*, *Phys. Lett.* **B456** (1999) 283
- [99] A. Bartl *et al.*, *Nucl. Phys.* **B278** (1986) 1
- [100] A. Bartl *et al.*, *Zeit. fur Phys.* **C30** (1986) 441
- [101] B.C. Allanach *et al.*, *Phys. Rev.* **D60** (1999) 56002
- [102] F. Brochu et D. Duchesneau, “An Optimized Cut-based Analysis for the Study of ZZ Decaying into 4 Hadronic Jets at $\sqrt{s}=189$ GeV.”, note interne L3 # 2386.
- [103] The L3 Coll., M. Acciarri *et al.*, *Phys. Lett.* **B465** (1999) 363
- [104] La version 1.113 d’EXCALIBUR est utilisée :
F.A. Berends, R. Kleiss et R. Pittau, *Nucl. Phys.* **B424** (1994) 308 ; *Nucl. Phys.* **B426** (1994) 344 ; *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.)* **B 37** (1994) 163.
R. Kleiss et R. Pittau, *Comp. Phys. Comm* **85** (1995) 447.
R. Pittau, *Phys. Lett.* **B335** (1994) 490
- [105] The L3 Coll., M. Acciarri *et al.*, note L3 # 2509, soumise aux conférences d’Hiver 2000.
- [106] The ALEPH Coll., R. Barate *et al.*, CERN EP/99-093, soumis à European Physical Journal C.
- [107] The ALEPH Coll., R. Barate *et al.*, papier ALEPH 99-012, contribution à EPS, Tampere, Finlande (Juillet 1999).
- [108] The DELPHI Coll., R. Barbier *et al.*, papier DELPHI 99-29, compte-rendu de la conférence : “XXXIVth Rencontres de Moriond, Electroweak Interactions and Unified Theories”, Les Arcs, France (Mars 1999).
- [109] The DELPHI Coll., R. Barbier *et al.*, papier DELPHI 99-96, compte-rendu de la conférence EPS, Tampere, Finlande (Juillet 1999).
- [110] The OPAL Coll., G. Abbiendi *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C12** (2000) 1.
- [111] The Opal Coll., G. Abbiendi *et al.*, note de Physique OPAL PN411, contribution à EPS, Tampere, Finlande (Juillet 1999).
- [112] “Run II Handbook”,
http://www-bd.fnal.gov/lug/runII_handbook/RunII_index.html.
Voir aussi :
K. Del Signore, “The Future Collider Physics at Fermilab : Run II and TeV33”, publié dans les comptes-rendus des “33èmes rencontres de Moriond : QCD and High Energy Hadronic Interactions”, 21-28 Mars 1998, Les Arcs, France.

-
- [113] The LHC Study Group, rapport CERN/AC/95-05.
- [114] D. Denegri, rapport CERN/PPE/90-181, publié dans les comptes-rendus de l'atelier : "Large Hadron Collider Workshop", Aachen, Allemagne. Ed. G. Jarlskog and D. Rein, CERN, Geneva, 1990 (vol. 1).
- [115] S. Banerjee *et al.*, HEP-PH/9904397, contribution à l'atelier : "the Physics at Run II Workshop : Supersymmetry/Higgs", Fermilab, Batavia, Etat de l'Illinois, Etats-Unis. Ed. G. Landsberg.
- [116] B. Allanach *et al.*, HEP-PH/9906224, contribution à l'atelier : "the Physics at Run II Workshop : Supersymmetry/Higgs", Fermilab, Batavia, Etat de l'Illinois, Etats-Unis.
- [117] S.I. Bityukov et N.V. Krasnikov, CMS Note # 1997-067.
Jesper Söderqvist, ATLAS Internal Note, PHYS-No-122, 1998.
- [118] S. Kuhlman *et al.*, HEP-EX/9605011, contribution à l'atelier "Snowmass 1996", Snowmass, Colorado, Etats-Unis (1996).
- [119] B.H. Wiik, *Nucl. Instr. Meth.* **A398** (1997) 1.
R. Brinkmann *et al.*, Rapport DESY/1997-048, ECFA 1997-182.
- [120] Voir par exemple : T. Raubenheimer *et al.*, "Parameters of the SLAC Next Linear Collider", Proceedings IEE, 1995, 698.
- [121] The JLC Group, I. Adachi *et al.*, Rapport KEK 92-16, 1992.
"The Final Report of the Subcommittee on Future Projects of High Energy Physics in Japan", High Energy News Vol. 17, Mai 1998.
- [122] D.K. Ghosh *et al.*, HEP-PH/9904233.
- [123] M. Besançon et G. Moreau, HEP-PH/9909441.
- [124] Pour le plus récent, voir les comptes-rendus de l'atelier : "Workshop on the Development of Future Linear Electron-Positron Colliders for Particle Physics Studies and for Research Using Free Electron Lasers", Lund, Suède, 23-26 Sep 1999.
- [125] The L3 Coll., M. Acciari *et al.*, Note L3 # 2522, soumise aux conférences d'Hiver 2000.
- Les notes internes L3 sont disponibles sur demande auprès du secrétariat de l'expérience :
- Laurence Barrin / L3 Secretariat, CERN, CH-1211, Geneva 23, Switzerland.
Tel : 00 41 22 767.4477
e-mail : Laurence.Barrin@cern.ch.
- Les notes CMS et ATLAS sont publiques et disponibles sur internet :
- http://weblib.cern.ch/weblib2/Home/Internal_Notes/ATLAS_Notes/
pour l'expérience ATLAS et
<http://cmsdoc.cern.ch/cgi-doc/Grep/documents/all.html?NOTE19|NOTE20>
pour l'expérience CMS.

Résumé :

Cette thèse est construite sur la violation du nombre baryonique et donc de la R-parité R_p , toutes deux possibles dans le cadre du Modèle Standard Supersymétrique Minimal(MSSM).

Cette simple supposition conduit à des signatures de désintégration de particules supersymétriques radicalement différentes des signatures étudiées jusqu'à présent et ouvre des perspectives inattendues à la recherche de supersymétrie.

Nous développerons tout au long de cet ouvrage les conséquences phénoménologiques de cette hypothèse, les signatures expérimentales possibles dans des collisions e^+e^- et la mise en place d'un protocole d'analyse visant à isoler celles-ci dans les données collectées entre 1997 et 2000 par l'expérience L3 installée auprès du collisionneur LEP.

Les résultats obtenus ainsi que leur interprétation dans le cadre du MSSM contraint seront également détaillés.

A titre de validation des méthodes de recherche développées, une mesure de la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$ a été également effectuée.

Title : Search for baryon number violating decays of supersymmetric particles in e^+e^- collisions produced in the L3 detector at LEP.

Abstract :

This thesis is based on baryon number and then R-Parity (R_p) violation, both allowed in the Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) framework.

This hypothesis leads to supersymmetric particles' decay topologies significantly different from those ever studied and opens new possibilities on searches for supersymmetry.

We will detail throughout this work the phenomenological consequences of the baryon number violation hypothesis, the resulting decay signatures in an e^+e^- collider and the analysis setup developped to isolate these decays in the data collected by the L3 experiment at LEP between 1997 and 2000.

In order to validate the search methods developped, we also measured the cross-section of the process $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$.

Discipline : Physique des Particules.

Mots clefs : Supersymétrie, R-Parité, Nombre Baryonique, LEP.

Laboratoire : Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique des Particules,
chemin de Bellevue, B.P. 110, 74941 ANNECY LE VIEUX CEDEX.